TFT/LCD

薄膜晶体管寻址的液晶显示器

(日) Toshihisa Tsukada◯著
薛建设 董友梅 周伟峰◯译







机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS

VISIT…

LANZAROTE Caliente.com

TFT/LCD 薄膜晶体管寻址的液晶显示器

（日）Toshihisa Tsukada　著
薛建设　董友梅　周伟峰　译



机 械 工 业 出 版 社

本书是20世纪90年代由日本专家 Toshihisa Tsukada 编写的一本 TFT/LCD（薄膜晶体管寻址/液晶显示器）基础书籍，内容言简意赅、深入浅出，被日本和韩国许多业内人士作为液晶显示领域的启蒙类基础书籍。书中内容对于目前国内蓬勃发展的显示产业有很高的参考价值，特别是对高校师生有学习参考价值。本书是有关 TFT/LCD 技术的参考书，介绍了 TFT/LCD 的基本知识、操作原理和设计方法，薄膜晶体管原理，氢化非晶硅基础知识和液晶显示的基本知识。

本书可以作为相关专业高等院校师生的教学参考书，也可供相关领域的工程技术人员参考。

TFT/LCD Liquid-Crystal Displays Addressed by Thin-Film Transistor.

Copyright © 1996 by OPA（Overseas Publishers Association）Amsterdam B. V.

Authorized translation from English language edition published by Routledge，a member of the Taylor & Francis Group LLC. All rights reserved. 本书原版由 Taylor & Francis 出版集团旗下 Routledge 出版公司出版，并经其授权翻译出版。版权所有，侵权必究。

本书中文简体翻译版授权机械工业出版社独家出版并限在中国大陆地区销售，未经出版者书面许可，不得以任何方式复制或发行本书的任何部分。

Copies of this book sold without a Taylor & Francis sticker on the cover are unauthorized and illegal. 本书封面贴有 Taylor & Francis 公司防伪标签，无标签者不得销售。

本书版权登记号：图字 01-2012-1674 号

译 者 的 话

液晶显示器（LCD）技术在近十年有了飞速的发展，从屏幕的尺寸到显示的质量都取得了很大进步。经过不断的努力，LCD很多方面的性能都已经达到了传统CRT（阴极射线管）显示器的水平，取代CRT显示器势不可挡。随着LCD生产的不断扩大，各个生产厂商之间的竞争也日趋激烈。各厂商在不断提高产品性能的同时，也在不断努力降低产品的生产成本，从而提高市场的竞争力。

我国的TFT（薄膜晶体管寻址㊀）/LCD产业起步较晚，技术水平与日本、韩国的很多业内同行还有一定差距。尽管如此，随着京东方等国内厂商的相继崛起和政府的大力扶持，国内“缺屏少芯”的局面正在慢慢改善。

但由于在国内TFT/LCD产业还属于新兴产业，因此国内科研机构和高等院校对这个产业的技术相比我们东亚的近邻来说，还是比较陌生的。这就造成了产业界与学术界的脱节，缺少高校的支撑，我们蓬勃发展的国内企业很难得到足够的人才支持。从长远来看，仅仅依赖引进，如果不能通过持续自主创新，很难在科技进步日新月异的时代立足。

其中很重要的一个原因就是液晶技术是一项综合交叉学科，由于我们采用引进来的战略方针，国内这个行业的起点比较高，很多业内人士对这项技术的基础知识不能有一个完整、全面的认识。本书是一本很好的入门教材，讲解深入浅出、入木三分，非常适合作为刚入行的新人作为启蒙教材，也可助从业数年的业内同仁夯实基础、温故知新，从而开阔视野、推陈出新。在这里将

㊀ 国内一些杂志也将“寻址”译为“驱动”。

这本经典著作推荐给大家，希望能够给广大业内同仁带来帮助。本书也很适合作为从事 TFT/LCD 相关科研和教学的高校和科研院所的教材，如本书能够使我国在平板显示产业迅速壮大的同时，为建立充足的人才储备贡献出一些绵薄之力，吾心足矣。

本书力求忠于原著，但许多专业名词的中译方法在国内不尽相同，本人采用业内流传较广且读者更易理解的方式翻译此类名词，如有不妥之处敬请批评指正。

本书能够出版，非常感谢京东方技术中心的周伟峰同志的细心校译，也很感谢机械工业出版社的各位领导和编辑的大力协助，最后还要感谢京东方公司的各位领导和同仁一直以来的关怀和鼓励。

译　者

2011 年 12 月 24 日夜于京东方技术中心

前　　言

这是第一本全面描述薄膜晶体管寻址/液晶显示器（TFT/LCD）的书，包括设计、制造、特性、材料和基本操作。由于涉及 TFT/LCD 的领域非常广泛，因此本书所覆盖的内容也是在各学科间交叉的。两种所讨论的最重要材料是非晶硅半导体和液晶材料。TFT/LCD 独特的性质取决于这两种材料的结合。在本书中，器件特性和材料问题是根据它们和显示技术的关系来描述的，因此与 TFT/LCD 不直接有关，但是在应用方面非常重要的主体内容就留给其他极好的书去讲述。在传统的书本里，开头章节论述基本研究，后面的章节强调应用。但是本书开始给出了 TFT/LCD 总揽，包括它的设计、制造和特性，接着随后描述了器件、材料和它们的基本原理。这样一种一开始就对所有主题做全面阐述的安排更便于读者对本书内容有全面的理解。

本书也有益于那些从事 TFT/LCD 研究和开发的读者。由于人机对话界面的显示质量对于消费类电子、计算机和通信工程领域特别重要，因此本书也对于从事这方面工作的人特别有益。那些研究凝聚态物理、中间相化学和电子器件与系统的人也会从中发现对自己有用的有趣信息。

我在此感激那些来自日立公司的支持，以及来自于中心实验室、日立研究实验室和日立公司茂原工作室的同事们的支持。特别感谢帮助我们准备手稿的 E. Kawamata。

T. Tsukada

Kokubunji　1994

目　　录

译者的话
前言
第 1 章　引言 …… 1
第 1 章参考文献 …… 3
第 2 章　TFT/LCD …… 4
2.1　TFT/LCD 的结构 …… 5
2.2　像素设计 …… 11
2.3　设计分析 …… 16
2.3.1　像素电容的充电 …… 16
2.3.2　电压的偏移 …… 21
2.3.3　栅线延迟 …… 24
2.3.4　色度设计 …… 28
2.4　TFT 屏的制造 …… 35
第 2 章参考文献 …… 44
第 3 章　TFT …… 46
3.1　氢化非晶硅薄膜晶体管 …… 48
3.2　TFT 的特点 …… 52
3.2.1　电流—电压特征 …… 52
3.2.2　寄生效应 …… 56
3.3　阈值电压漂移 …… 60
3.4　有关工艺问题 …… 67
3.4.1　铝栅极 TFT …… 70
3.4.2　自对位工艺 …… 72
3.5　a-Si∶H TFT 的计算机模拟 …… 74
第 3 章参考文献 …… 84
第 4 章　氢化非晶硅 …… 88
4.1　非晶半导体 …… 88

4.2　a-Si:H 的态密度 …… 94
4.3　电导率和载流子迁移率 …… 97
4.4　a-Si:H 的吸收光谱 …… 105
4.4.1　光学吸收 …… 105
4.4.2　红外吸收 …… 109
第 4 章参考文献 …… 113
第 5 章　扭曲向列液晶盒 …… 116
5.1　TN 液晶盒的阈值电压 …… 119
5.2　TN 液晶盒的 C—V 特性 …… 126
5.3　TN 液晶盒的光学性能 …… 127
5.4　超扭曲向列（STN）液晶盒 …… 139
第 5 章参考文献 …… 141
第 6 章　液晶 …… 144
6.1　介电常数和折射率 …… 151
6.2　弹性常数 …… 157
6.3　黏性 …… 164
第 6 章参考文献 …… 169
参考文献 …… 170

第1章　引　　言

TFT/LCD（薄膜晶体管寻址/液晶显示器）是一种平面显示器，其显示介质是液晶，并且每一个像素受薄膜晶体管的控制。TFT/LCD在消费电子、计算机和通信系统方面开创了一个崭新的技术领域。TFT/LCD市场的增长比预想快得多，不仅冲击了新的应用领域也侵占了传统的领域。

TFT/LCD概念不是新的，而且还是相当古老的。早在1966年，Weimer[1]就提出了TFT作为显示开关的可能性。更详细的概念在1971年由Lechner等人[2]提出将二极管或者晶体管用作有源矩阵液晶显示器的开关。同液晶电容平行设置的存储电容也有提及。在这个讨论之前，Heilmeier等人[3]提出了向列液晶可以作为平面显示材料。制备了包括透明前电极、反射后电极和中间向列液晶的“三明治”器件（反射式）。如果没有施加电场，这个器件呈现黑色，如果施加直流电压，液晶材料变成紊流态和散光态，这个器件呈现白色。这种现象称为动态散射，并用第一个反射模式和透射模式液晶显示装置来验证。同时制造出了一个3.5in㊀×4in的字母数字式液晶显示装置，其对比度为20:1。

Brody等人[4]把CdSeTFT应用到有源矩阵液晶显示屏上。这种显示屏由14000个晶体管、存储电容和扭曲向列液晶（TN）显示元组成。虽然TFT是由CdSe而不是由a-Si:H制备的，但是其结构基本同于今天的TFT/LCD屏。TN液晶元由Schadt和Helfrich[5]第一次提出，具有低电压、低能耗和快速反应时间的特点。在TN液晶元中，当液晶由后基板旋转到前基板，其分子平均指

㊀ 1in=0.0254m。——译者注

向扭曲 90°。当光透过液晶元，光的偏振方向发生 90°偏转。当前后偏振片平行时，无施加电压时光不能通过。当给液晶施加交流电压时，液晶分子的指向变得平行于基板。在这种状态，TN 模式变成光学惰性，线性偏振光通过此液晶元时偏振方向无任何改变。因此，光通过了前偏振片。TN 液晶元作为 TFT/LCD 显示介质在其发展中起着非常重要的作用。

氢化非晶硅（a-Si:H）在液晶技术中虽然发展较晚，但是对于 TFT/LCD 走向实用化过程产生了重大影响。自从第一次由 Dundee 研究组[6] 报道，a-Si:H TFT 被认为是最适合 TFT/LCD 的器件。a-Si:H 的迁移率足够大，足以用来保证对液晶电容和存储电容充电。a-Si:H 放电电流结果达到足够低水平的规模，在一帧时间内，不会使像素电容放电，这是由于无掺杂 a-Si:H 高电阻率所致。a-Si:H 另一个很重要的特点就是能够大面积制备。大面积的均匀性和循环再生性能够相对容易得到。能够低温下制备也是很重要的，这样就能应用玻璃基板。而且能够获得 a-Si:H 和其他薄膜如金属、绝缘体和半导体之间良好的界面特性。正是由于这些特点，氢化非晶硅 TFT 比其他为数众多的制备 TFT/LCD 材料，获得了广泛的认同。

至于液晶，自从发现它以来，已有 100 多年的历史。在 1888 年奥地利植物学家 F. Reinitzer 就报告了他先前提纯的胆甾苯蓖化合物（安息香酸盐）在温度范围 145.5 ~ 178.5℃ 表现很强的双折射性质。他当时给德国物理学家 O. Lehmann 送来了这个样品，此样品在这个温度范围呈现出紊流特性。O. Lehmann 发现这种材料在 crossed Nikol 下观察时表现出光学各向异性，第一次创造出液晶这个名词。这次发现直到作为显示介质花费了很长时间（大概 80 年）。甚至此后大约过了 20 年的时间才开发出了实用的 TFT/LCD。但是，以前花费如此长时间研究和开发，我们目前正处于受益于这些结果的阶段，这些将在后面描述。

第1章参考文献

1. Weimer, P.K. (1966). Thin film transistors. In *Field Effect Transistors*, edited by J.T. Wallmark and H. Johnson. New Jersey: Prentice Hall.
2. Lechner, B.J., Marlowe, F.J., Nester, E.O., and Tults, J. (1971). liquid-crystal matrix displays. *Proc. IEEE*, 59, 1566–1579.
3. Heilmeier, G.H., Zanoni, L.A., and Barton, L.A. (1968). Dynamic scattering: a new electrooptic effect in certain classes of nematic liquid-crystals. *Proc. IEEE*, 56, 1162–1171.
4. Brody, T.P., Asars, J.A., and Dixon, G.D. (1973). A 6 × 6 inch 20 lines-per-inch liquid-crystal display panel. *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-20, 995–1001.
5. Schadt, M. and Helfrich, W. (1971). Voltage-dependent optical activity of a twisted nematic liquid-crystal. *Applied Physics Letters*, 18, 127–128.
6. LeComber, P.G., Spear, W.E., and Gaith, A. (1979). Amorphous-silicon field-effect device and possible application. *Electronics Letters*, 15, 179–181.

第 2 章　TFT/LCD

TFT/LCD 是一种应用广泛的平面显示屏。它主要的应用领域包括消费电子、计算机和通信终端，但是 TFT/LCD 应用到这些产品上也是最近才发生的事。大约 40 年来，阴极射线管（CRT）占据显示世界的统治地位。CRT 最大的成功应用就是黑白和彩色电视机。随着计算机行业的发展，计算机终端显示系统也为 CRT 提供了一个巨大的市场。结果，“显示”一词等同于 CRT。

但是现在形势变化很快，晶体管和集成电路的发展使得计算机的体积大大减小。这是由于微处理器、半导体存储器以及其他器件性能的提高，结果大型计算机就让步于微机、工作站和个人计算机。这种发展促进了平面显示时代的到来，包括 TFT/LCD。这些显示模式不仅避免了 CRT 显示屏的曲面问题，而且还具有重量轻、耗能少的特点。这些特点使它们成为现代电子系统的理想显示方式。

TFT/LCD 一般由屏的对角线长度和分辨率来表征。图 2-1 给出了显示面积和像素（显示单元）数对应关系。图中的数字例子对应于实际视频数据终端。在计算机显示屏中，每一个像素一般由三种颜色彩条组成（一个红的，一个绿的，一个蓝的）。图 2-1 表示了这种结构的相对大小，并且假定像素是方形的。640（行）×480（列）的分辨率对应于 VGA（Video-Graphic-Array，视频图像阵列）显示器。如果一个像素的面积为 0.33mm^2 对应于 VGA 显示器的对角线长度应该为 26.4cm 或者 10.4in。在分辨率为 1280（行）×1024（列）的屏中，像素的数量超过 100 万，有超过 300 万的 RGB 点或者称之为亚像素。因此在这块屏上要制造大约 300 万个 TFT 与之对应。

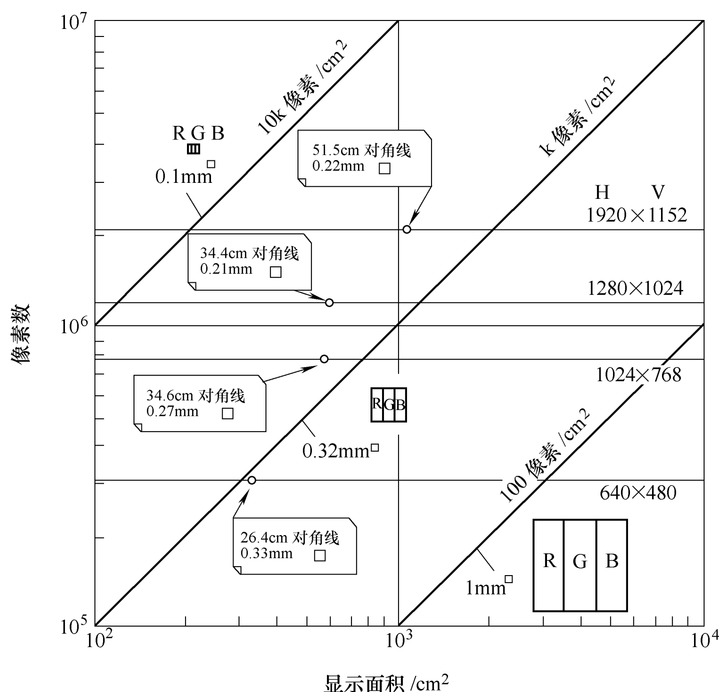


图 2-1　显示面积和像素（显示单元）数对应关系（行和列的像素数目在图中用 H 和 V 表示，这与计算机显示终端相对应。对应每一种分辨率，都假设基板尺寸为 460mm × 360mm，以此为例说明制备的显示屏大小和像素尺寸）

2.1　TFT/LCD 的结构

图 2-2 给出了 TFT/LCD 的一般结构。液晶注入在两个玻璃基板之间，即 TFT 阵列板和彩膜基板之间。彩膜基板也叫公共电极基板。透明的公共电极是由 ITO（Indium and Tin Oxide，铟锡氧化物）半导体制备的，沉积在彩膜的上面。为了获得良好的显示质量，必须精确控制盒厚（比如两个玻璃基板之间的距离）到一个特定的值，例如 5μm。这个盒厚在整个显示区域上必须是均匀的，并且每次制备的盒厚都要是一致的。因此就必须要有例如塑料小珠之类的透明隔垫物放在玻璃基板的表面。

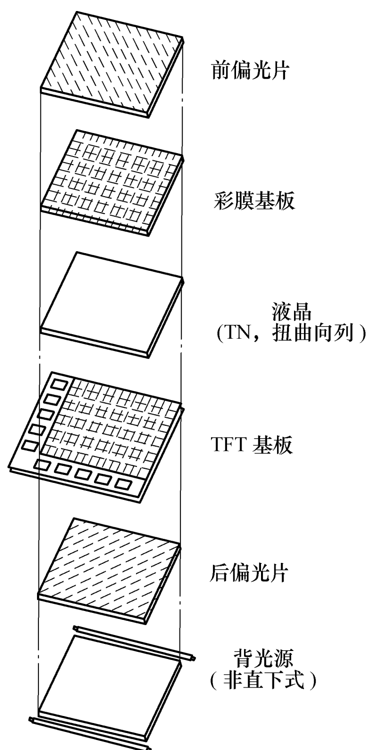


图 2-2 TFT/LCD 的一般结构（TFT 和彩膜基板是两个相互平行的玻璃基板，液晶注入在它们中间。这里显示的是对应于常白模式的相互交叉的偏光片系统）

液晶分子的指向在彩膜基板和 TFT 基板之间旋转 90°的液晶盒是扭曲向列型（参看第 5 章）。图 2-2 表示了交叉偏振片系统，其中后偏振片起背光起偏器的作用，前偏振片起检偏器的作用。此系统中，如果在液晶盒上没有施加电压，光就会通过检偏器，如果施加的电压足够高，使液晶分子垂直排列，光的传播就受到阻止。液晶分子被锚定在玻璃基板的表面，以便它的分子指向合适的方向。为了固定锚定方向在玻璃基板表面涂敷一层有机薄膜如聚酰亚胺薄膜，而且薄膜表面要沿一定方向用纤维进行摩擦。相对于玻璃基板表面液晶分子要倾斜几度。这个倾斜角度称为预

倾角，在决定 TFT/LCD 的光电性质方面起很重要的作用，这部分将在后面论述。

TFT 基板包括 TFT 阵列和连接驱动阵列的周边电路，大规模集成电路（LSI）就和周边电路封装在一起驱动 TFT 屏。驱动 LSI 本质就是水平和垂直线的扫描信号发生器。这些大规模集成电路用 TAB（Tape Automated Bonding，柔性电路板）连接带直接连接在玻璃基板上。它们给显示屏的每一个像素提供视频信号，这些信号通过信号处理器和控制器传递到屏。TFT/LCD 的模块和控制示意如图 2-3 所示。

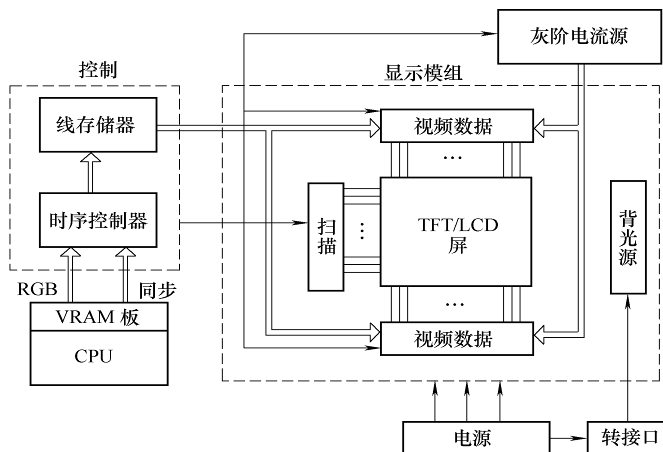


图 2-3　显示系统的示意图（控制器、电源和其他电路组合在一起进行显示）

背光系统可以是直下式的，也可以是非直下式的。对于直下式的光源，一个或多个荧光灯设置在背偏振片下面。对于非直下式光源，需要导光板传导置于侧面的灯光。如图 2-4 所示，背光照明通过显示模块时发生衰减。偏光片和彩膜的最大透光率分别为 1/2、1/3，结合起来的透光率为 1/6。像素的开口率进一步使这个数值减小。如果开口率是 50%，那么综合起来的透光率是 8%。但是这仅仅是透光率的上限，在实际系统中，综合透光率为 3%～6%。图 2-5 展示了一个实际背光源的光谱。三波长型光

源通常用作背光源。

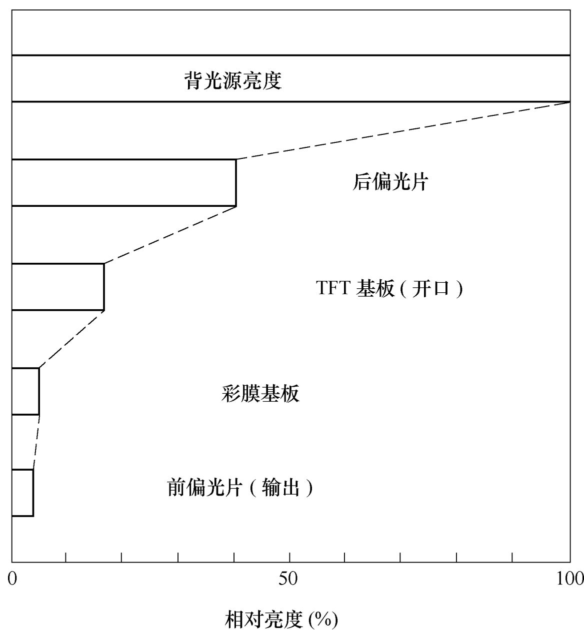


图 2-4　显示模组的亮度要比背光源的亮度低很多(只有 5% 左右的亮度能够从前偏振片中透出来)

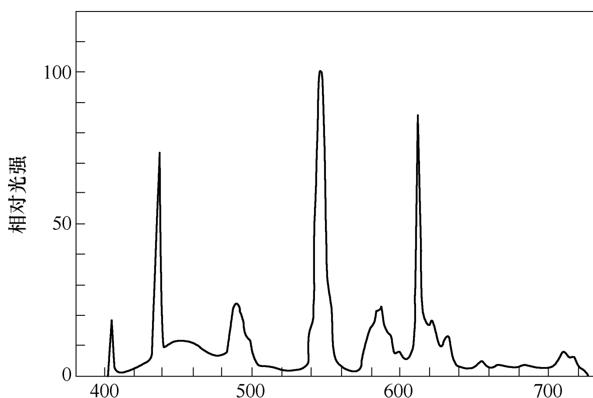


图 2-5　一个背光源照明光谱的例子(设计 R、G 和 B 的三个波长以获得显示屏显示的最好显示质量)

图 2-6 是 TFT/LCD 的结构示意。有两组总线，一组水平的栅总线，一组垂直的数据总线。在两组线的交叉处制备 TFT，起打开或者关闭施加在液晶盒两端电压的作用。液晶盒由一个等效电容来表示，同时与该电容相并联的另一个电容（C_{st}、C_{add}）是用来改善电荷保持特性的。此电容的详细情况将在以后的部分介绍。彩膜是以条形的 RGB 形式出现的。三个点形成一个像素。显示发生时，每次只打开一条栅线。在栅线开通的时间内，视频信号通过数据缓冲器施加到信号线。施加给栅极线的扫描电压脉冲打开某一条（例如第 i 条）栅极引线上的全部 TFT，然后信号电压也施加到这条栅极引线上的每个像素电极上。图 2-7 给出了对于栅极扫描的时序图。打开栅线的时间由下式给出：

$$t_{ON} = (mf_F)^{-1} \tag{2-1}$$

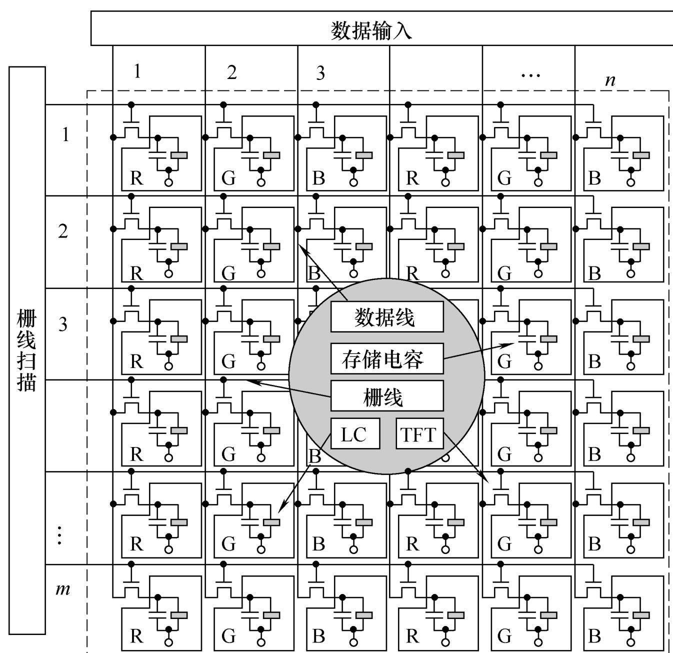


图 2-6　TFT/LCD 的结构图（在这个电脑显示终端的详细结构中，每个像素都被设计成方形，并且由 RGB 亚像素或点组成）

式中 m——栅线的总数目；

f_F——帧频率。

如果帧频率为 60Hz，栅线的数目为 480，t_{ON} 为 34. 7μs。在此时间内，完成了对电容的充电（包括液晶电容和存储电容）。

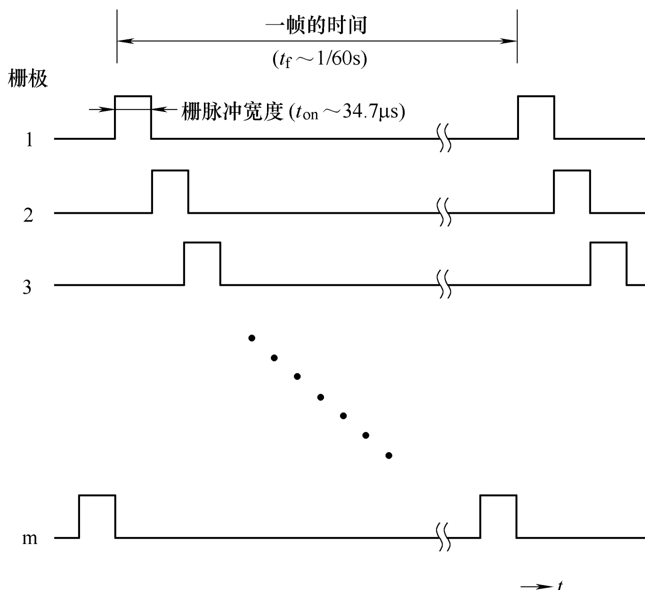


图 2-7 TFT/LCD 的时序图（这个屏以 60 ~ 70 帧/s 的频率进行刷新。对一个有 480 根栅极总线和 60 帧/s 的显示器来说，栅极打开时间或者说栅极脉冲宽度是 34. 7μs。在这个时间段内像素电极必须充电完全，并必须在下次充电步骤到来之前保持信号电压）

充电过程完成以后，位于第 i 行的液晶盒同数据线断开，第 $i+1$ 行的液晶盒开始充电。液晶盒的断开必须是彻底的，也就是说断开的液晶盒必须保持其充电电压直到下一次充电开始。由于某些原因引起关态电流增加，信号电压会放电导致交叉串绕（crosstalk）现象，显示质量下降。实际上，引起交叉串绕现象最频繁的原因是漏电流的增加，而漏电流是由于背光源强烈的光照引起的。

2.2　像素设计

像素设计布局有很多变化。首先设计者必须选择 a-Si:H TFT 的结构为背沟道刻蚀型还是背沟道保护型（参看 3.1 节）。第二，必须考虑 TFT 布局和像素电极的设计，接着必须决定存储电容的结构，两种可能的结构如图 2-8 所示。在附加电容（C_{add}）的示意图中（见图 2-8a），栅线形成以后，覆盖在透明 ITO 像素电极上，因此不需要额外的总线设计。在存储电容（C_{st}）的设计中（见图 2-8b），需要独立的电极来形成存储电容。C_{add}制造起来简单，但是增加了栅极的电容。另一方面，C_{st}的设计增加了 C_{st}线和数据线的相互交叉点，这些线之间的短路将会造成屏制造良品率的降低，而且使屏的工艺变得更复杂。

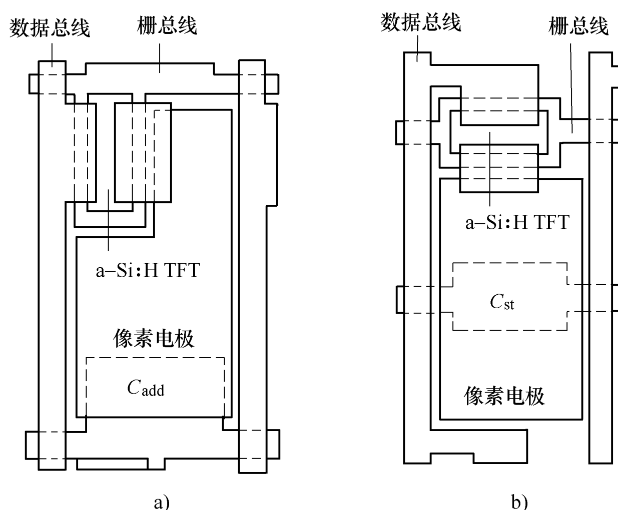


图 2-8　两种像素设计的例子（这些设计不是按照比例绘制的）
a）附加电容型 C_{add}　b）存储电容型 C_{st}

设计规则决定着图形的最小尺寸和各种图形之间的间距。例如它确定了像素电极和数据总线之间间隔的最小尺寸，也决定了 a-Si:H TFT 沟道长度。对于对角线长度为 10in 分辨率为 VGA

（640×480 像素）的显示屏来说，10μm 的设计规则或者说最小设计尺寸为 10μm 就要被采用。对于更高分辨率的屏来说，设计和工艺就要用小于 10μm 的技术。

如之前所述（见图 2-4），背光源亮度的有效因子受到像素的开口率限制。开口率定义为透明像素电极对于像素面积的比率。由于光仅在透明电极附近可以调制，透过像素电极之间间隙的光和金属化图形降低了显示精度，因此必须消除。金属化之间的间隙必须为不透明材料所覆盖，这就是所谓的黑矩阵设计。黑矩阵常常在彩膜基板上形成。图 2-9 所示为一个黑矩阵布局和彩色像素（3 点）布局的例子。经过独立地加工处理每一个基板后，两个基板（例如彩膜基板和 TFT 基板）就被对位组装，因此对盒的精度就不如在一个单基板上连续进行两块基板的加工工艺的对位精度那么精准了。因此黑矩阵必须有一个大的工艺余量，这样就导致减小了开口率。这个大的工艺冗余能够通过将黑矩阵做在 TFT 基板上来减小。在这个方案中，精确的对盒工艺能够实现使开口率和亮度增加。由于黑矩阵使用的材料是金属，如铬等，在黑矩阵和电极之间的电容耦合是一个问题。因此黑矩阵常常做在彩膜基板上。如果铬作为黑矩阵的材料，它能够反射来自外面的光线，降低了显示品质。这种作用通过应用 Cr_2O_3 来减小。黑矩阵的另一个作用就是屏蔽 a-Si：H TFT，免受入射光的作用。如在以后部分所述，a-Si：H 对于可见光辐射特别敏感。来自于背光源的可见光照射在 TFT 上产生光电流，增加关态电流，因此黑矩阵的设计要保证覆盖整个 TFT。

开口率也受液晶旋转位移的影响。旋转位移线相应于具有相反定向的液晶区的边界。在 TFT/LCD 中，电场一般沿对于玻璃基板竖直或垂直方向施加。但是 TFT 基板上电极结构会引起局域水平电场，这种局域电场会依次诱导产生相反倾斜角的区域，或者旋转位移。这个现象也同取向层的摩擦方向有关。一般摩擦的角度对于基线为 45°。旋转位移倾向于发生在像素电极的角落，对应于摩擦方向的尾部。相反的倾斜度导致透光率的不规

则，从而降低该区的对比度。因此为了避免这种不希望看到的效果，即使这种相反的倾斜只是偶尔发生，这个区域也必须由黑矩阵覆盖。

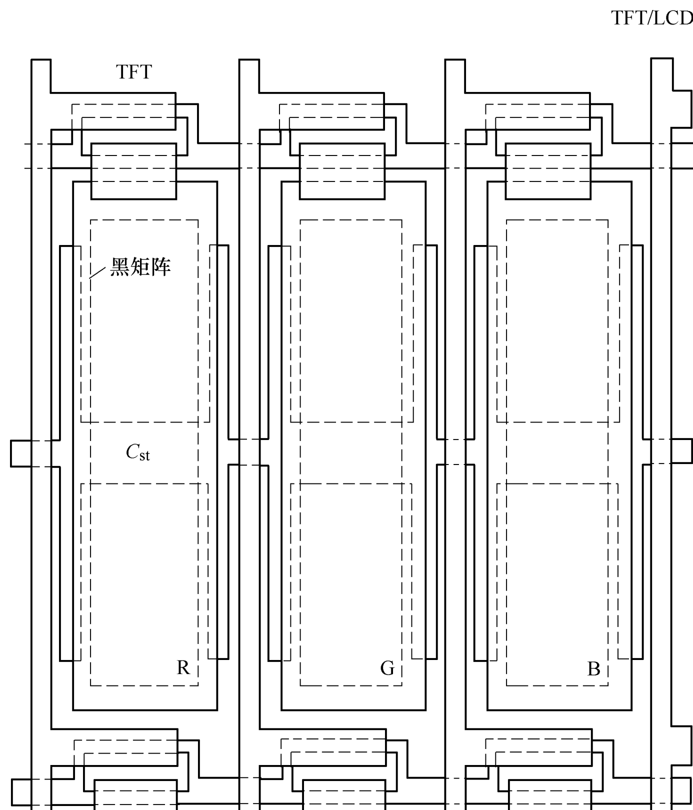


图 2-9　每个像素都由 3 个点（红、绿和蓝）组成（黑矩阵用同样覆盖 TFT 区域的阴影部分表示。为了有效利用黑矩阵区域，存储电极（密集型）垂直扩展形成 H 形的电容）

TFT/LCD 像素的截面如图 2-10 所示。TFT、存储电容和金属总线制作在 TFT 玻璃基板上，而彩膜、黑矩阵和公共电极制作在彩膜基板上。这些基板表面涂有聚酰亚胺薄膜，用纤维摩擦为液晶分子排列取向。液晶注入在 TFT 基板和彩膜基板之间。

TFT 有一种底栅结构，有时也叫反交错电极结构。a-Si∶H TFT 对于光特别敏感，来自于背光源强烈的光照会受到栅电极的屏蔽。如图 2-9 和图 2-10 所示，a-Si∶H 岛位于栅极区很重要。来自于彩膜基板上部的入射光受到黑矩阵的屏蔽，黑矩阵也覆盖了像素电极和栅极引线或数据引线之间的间隙。

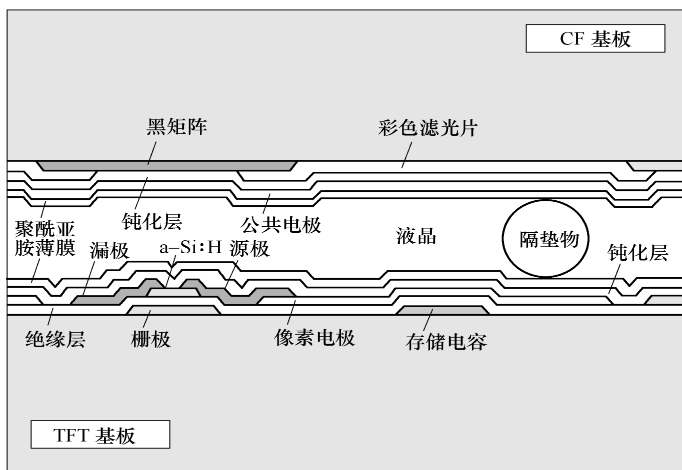


图 2-10　TFT/LCD 像素的截面图（被纤维摩擦过的聚酰亚胺薄膜使得液晶分子都朝着特定的方向排列取向。球状隔垫物的直径决定了液晶盒厚，一般液晶盒厚在 5μm 左右）

图 2-11 展示了一个代表性像素结构的等效电路图。TFT 漏极和源极的区别非常明显。在 n-沟道 TFT 如 a-Si∶H TFT 中，漏极具有比通常接地的源极高的偏压。在 TFT/LCD 屏中，如图 2-12 所示，通过数据总线传输的信号电压具有极性反转的特性。因此，在信号电压的正周期中，位于数据总线上的 TFT 电极对应于漏极。但是，在信号电压的负周期中，情况正好相反，数据公共线加上一个低于像素电极的偏压，在一般标记中为源极。为方便起见，我们称同数据总线相连接的电极为漏极，同像素电极连接的电极为源极。根据这种符号，在栅极和源极之间寄生电容就是 C_{gs}，它对应于栅极和源极之间的交叠电容。这种寄生电容

引起直流偏压 ΔV，改变施加到液晶上的电压（参见 2.3.2 节）。彩膜上 ITO 公共电极上的电位 V_{com}，相对于接地电压被动改变 ΔV 以补偿寄生电容 C_{gs}产生的直流电压，V_{com}有时以交流电驱动以便减小数据电压的绝对幅值。存储电容电极的电压，这里记为 V_{st}，其值等于相对于地电压的相对电压。如果在栅极总线和透明电极之间形成电容（C_{add}的情况），V_{st}等于栅极电位。

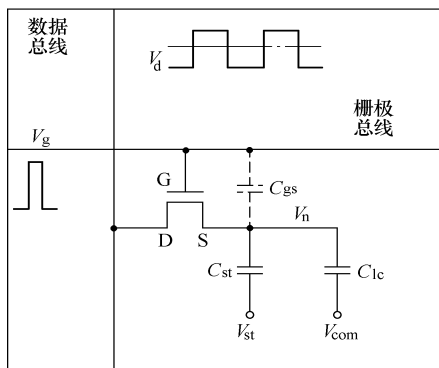


图 2-11　像素等效电路（表明了源漏电极的符号。V_{com}和 V_{st}分别是公共电极与存储电极的电压。节点电压 V_n 代表了像素电极的电位）

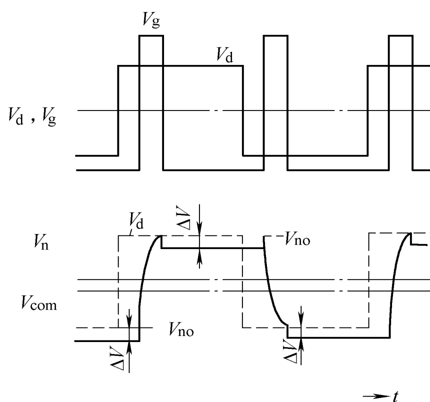


图 2-12　TFT/LCD 的电压波形（信号电压是有正周期和负周期的交流电压。由于栅极脉冲导致的馈通电压引起了电压跳跃，这也导致了直流电压的偏移。公共电极电位 V_{com}根据这个电压偏移进行了调整）

2.3 设计分析

这部分讨论 TFT/LCD 设计的 3 个重要问题：

1）像素电极通过 a-Si:H TFT 的充电行为；

2）寄生电容 C_{gs} 产生的直流偏压；

3）栅电压脉冲的延迟和扭曲，或者栅延迟。

2.3.1 像素电容的充电

如图 2-11 所示，信号电压通过作为电压开关的 TFT 给液晶盒充电。这个电压控制背光源的光照强度。根据图 2-11 中的符号，我们给液晶盒的充电行为推导出个公式，节点或者像素电极上所存储的电荷 Q_n 为

$$Q_n = C_{gs}(V_n - V_g) + C_{st}(V_n - V_{st}) + C_{lc}(V_n - V_{com}) \quad (2\text{-}2)$$

式中 V_n——节点电压；

V_g——栅电压；

C_{lc}——液晶电容。

a-Si:H TFT 充电电流或者漏电流 I_d 为

$$I_d = \mathrm{d}Q_n / \mathrm{d}t \quad (2\text{-}3)$$

由于 TFT 工作在 $I_d - V_d$ 特性曲线的线性区给液晶盒充电，漏电流由如下公式给出（逐步沟道近似）：

$$I_d = \beta_0[(V_g - V_t - V_n)(V_d - V_n) - (V_d - V_n)^2/2] \quad (2\text{-}4)$$

$$\beta_0 = \mu_n C_i (W/L) \quad (2\text{-}5)$$

式中 μ_n——沟道中电子迁移率；

C_i——单位面积的栅极绝缘电容；

V_d——漏电压；

V_t——TFT 的阈值电压；

W 和 L——TFT 的宽度和长度。

假定在恒定参数的条件下，我们从式（2-2）、式（2-3）、式（2-4）和式（2-5）可以得到：

$$dV_n/dt = (1/2)(\beta_0/C_{px})[(V_g - V_t - V_n)^2 - (V_g - V_t - V_d)^2] \quad (2\text{-}6)$$

式中　$C_{px} = C_{lc} + C_{st} + C_{gs}$。

如将在 3.2.2 节和 5.2 节中所讨论的，C_{lc}和 C_{gs}取决于电压和时间。但是这些变化几乎对于充电行为没有什么影响。因此式（2-6）的解给我们提供了对于充电行为的很好描述。当 $t=0$ 时，我们确定一个初始值如下（见图 2-12）：

$$V_n = V_{no} \quad (2\text{-}7)$$

从负循环到正循环节点电压 V_n 由下面的公式给出：

$$V_n = \frac{1 - a\exp(-t/\tau)}{1 - b\exp(-t/\tau)} V_d \quad (2\text{-}8)$$

式中　τ——时间常数[2]；

a 和 b——无量纲的常数[3]。

这些常数给出如下：

$$\tau = \frac{C_{px}}{\beta_0(V_g - V_t - V_d)} \quad (2\text{-}9)$$

$$a = \frac{V_d - V_{no}}{V_d} \frac{2(V_g - V_t - V_d) + V_d}{2(V_g - V_t - V_d) + V_d - V_{no}} \quad (2\text{-}10)$$

$$b = \frac{V_d - V_{no}}{2(V_g - V_t - V_d) + V_d - V_{no}} \quad (2\text{-}11)$$

由于式（2-8）对应于从负到正循环的过渡态。在这个式中 V_d 为正的，V_{no}为负的，如图 2-12 所示。V_{no}的初始电压定义为栅脉冲上升沿的节点电压。在这个时刻，节点电压 V_n 跃迁了 ΔV，ΔV 由下式给出：

$$\Delta V = \frac{V_a C_{gs}}{C_{px}} \quad (2\text{-}12)$$

式中　V_a——栅电压脉冲振幅；

V_{no}——V_n 跃迁后的值。

因此在前述循环中 V_{no}几乎等于 V_d，或者 $-V_d$，在负的循环中，节点电压等于 $-V_d - \Delta V$。像素的时间常数由下式给出：

$$\tau_{px}=\frac{R_{lc}R_{off}}{R_{lc}+R_{off}}C_{px} \tag{2-13}$$

式中　R_{lc}——液晶盒的电阻；

R_{off}——a-Si：H TFT 的关态电阻。

如果 τ_{px} 足够大，节点电压不会从其初始充电值衰减。在这种情况下，节点电压为

$$V_{no}=-V_d \tag{2-14}$$

式（2-10）和式（2-11）就简化为

$$a=2-V_d/(V_g-V_t)$$
$$b=V_d/(V_g-V_t) \tag{2-15}$$

对于从一个正的循环到一个负的循环的过渡，对于 $V_d<0$ 和 $V_{no}>0$ 时，上述公式同样可以适用。在这种情况下，如果式（2-13）的 τ_{px} 比帧时间大，考虑到由于 C_{gs} 引起的电压跃迁 ΔV 的效应，V_{no} 又近似等于 $-V_d$。

模拟的节点电压充电行为如图 2-13 所示。在这个例子中，充电过程的时间常数 τ ［见式（2-9）］计算为 $\tau=5\mu s$ 和 $1\mu s$，分别对应于正的循环和负的循环，各自对应于充电时间为 13.3μs 和 4.3μs 的 95%。这两个例子中的充电时间差异相当大，不同于式（2-9）。在这个例子中下降的时间比上升的时间快 3.1 倍。

从式（2-8）中可以看出，如果 $t \ll \tau$，公式简化为

$$V_n=V_{no}[1+\alpha(t/\tau)] \tag{2-16}$$

这里系数 α 由下式给出：

$$\alpha=\frac{V_d-V_{no}}{V_{no}}\frac{2(V_g-V_t-V_d)+V_d-V_{no}}{2(V_g-V_t-V_d)} \tag{2-17}$$

将图 2-13 说明中的数值代入式（2-17），对于正负循环分别得到 $\alpha=-6$ 和 -1.2，因此，正循环开始时的充电速度相当高，但是随着充电过程的进行，此数值就会变低。

TFT 设计中最重要的一个参数是晶体管沟道的宽长比，即 W/L。它同给像素电容充电的时间 t_r 有直接关系。如果充电的节

点电压对数据电压的比值定义为 r_c，我们从式（2-8）可以得出：

$$t_r = k_t \tau \quad (2\text{-}18)$$

这里 k_t 由下式给出：

$$k_t = \ln[(a - br_c)/(l - r_c)] \quad (2\text{-}19)$$

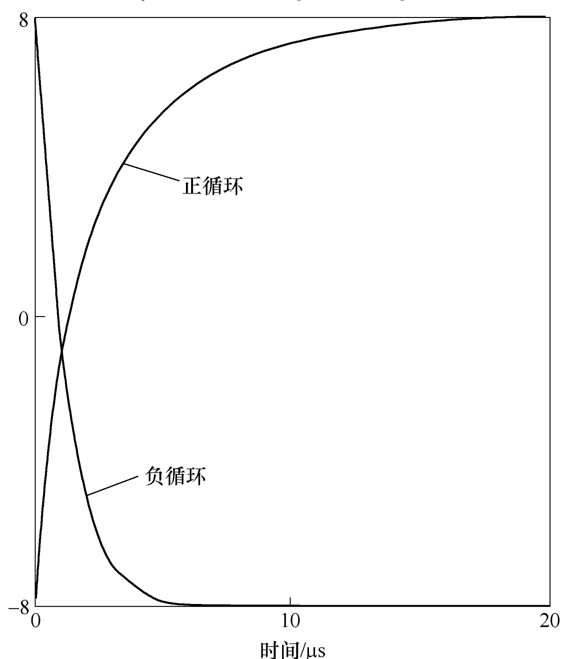


图 2-13　节点充电特性曲线（正循环对应于从负循环到正循环（$V_d = 8$V）的过渡，负循环对应于相反的情况（$V_d = -8$V）。用于计算的数值如下：$C_{px} = 1$pF，$\mu_n = 0.5\text{cm}^2/\text{Vs}$，$C_i = 20\text{nF/cm}^2$，$W/L = 5$，$V_g = 13$V，$V_t = 1$V，$V_d = \pm 8$V，$V_{no} = \mp 8$V）

这个数值小于扫描时间。而扫描时间等于帧周期除以扫描线的数目 m，这个条件给出如下：

$$t_r < t_f / m \quad (2\text{-}20)$$

从式（2-9）、式（2-18）、式（2-19）、式（2-20）我们得到：

$$W/L > k_t(m/t_f)(C_{px}/\mu_n C_i)/(V_g - V_t - V_d) \qquad (2\text{-}21)$$

对于 60Hz 的帧速率、480 的扫描线数目和 $r_c = 0.95$ 的值，式（2-21）简化为

$$(W/L) > 1.9 \qquad (2\text{-}22)$$

这里我们假定如前所述同样的数字。由于 $W/L = 1$ 提供了最小的 TFT 面积，从 TFT 设计的观点出发，这个数值对于 W/L 来说几乎是理想的。如果我们假定 $r_c = 0.99$，式（2-21）就简化为 $W/L > 3$。

在式（2-22）的推导中，我们假定沿栅总线的电压脉冲所产生的栅线延迟忽略不计。但是，当 TFT/LCD 屏尺寸变大时和它的分辨率增加时，栅延迟就成为扫描时间的很大一部分。如果包括栅延迟，式（2-20）就简化为

$$t_r < (t_f/m) - t_d \qquad (2\text{-}23)$$

对于 $r_c = 0.99$ 和 $t_d = 10\mu m$，式（2-22）的数值估计为

$$W/L > 4.3 \qquad (2\text{-}24)$$

这个还是很合理的。

另外一个基本的判据可以从式（2-20）的充电时间公式推导出。TFT 必须有足够的电荷保持能力，否则在帧时间内就会失去存储的电荷。电荷保持率 r 为

$$r = \exp(-t_f/\tau_{px}) \qquad (2\text{-}25)$$

如果假定式（2-13）的 τ_{px} 比 t_f 大得多，我们可以从式（2-18）、式（2-19）、式（2-20）、式（2-25）得到：

$$\tau_{px}(1 - r) > k_t m\tau \qquad (2\text{-}26)$$

TFT 的充电电阻 R_{on} 定义为

$$R_{on}^{-1} = \beta_0(V_g - V_t - V_d) \qquad (2\text{-}27)$$

TFT 开关态电阻的比值可以从式（2-9）、式（2-13）、式（2-26）、式（2-27）得到：

$$R_{off}/R_{on} > k_t m[1 + (R_{off}/R_{lc})]/(1 - r) \qquad (2\text{-}28)$$

对于 480 行扫描线，电荷保持率为 99%（$r = 0.99$），$r_c = 0.99$，$R_{lc} \approx R_{off}$，TFT 的开/关态电阻比值为

$$R_{\mathrm{off}}/R_{\mathrm{on}} > 4\times10^{5} \tag{2-29}$$

这里我们假定的电压值和图 2-13 中的一样。这个准则为 TFT 的开/关态电流比确立一个最小标准。虽然如将在 3.2 节看到的一样，a-Si:H TFT 的传输特性看起来能够满足这个条件，但是数值校验是很有价值的。将 $\mu_n = 0.05\mathrm{cm^2/Vs}$、$C_i = 20\mathrm{nF/cm^2}$、$W/L = 5$、$V_g = 13\mathrm{V}$、$V_t = 1\mathrm{V}$ 和 $V_d = 8\mathrm{V}$ 代入式（2-27），我们得到一个 $5\times10^6\Omega$ 的开态电阻。根据式（2-29），用这个 R_{on} 可以计算得到 R_{off} 为 $2\times10^{12}\Omega$。这些电阻数值分别对应于 $V_d = 10\mathrm{V}$ 时的 2μA 和 5pA 的开/关态电流。这个电流范围正好处在 a-Si:H TFT 工作范围。从 $R_{\mathrm{lc}} \approx R_{\mathrm{off}}$ 的假设出发，对于 $300\times100\mu\mathrm{m}^2$ 的像素面积和 $250\times50\mu\mathrm{m}^2$ 的开口面积以及 5μm 的盒厚来说，液晶的电阻率计算得到为 $5\times10^{11}\Omega\cdot\mathrm{cm}$。由于液晶的体电阻率为 $10^{12}\sim10^{14}\Omega\cdot\mathrm{cm}$，因此存在很大的变化。从式（2-13）计算出像素的时间常数大约为 1s，这个计算过程同样包含从式（2-25）推导式（2-26）过程中所做的假设。

2.3.2　电压的偏移

在直流偏压下液晶显示不能正常工作，因此它们通常以交流模式工作，如图 2-12 中的 V_d 所示。由于用的是交流模式以及栅源之间的寄生电容的形成，直流电压的偏压 ΔV 出现在节点电压 V_n^4 中。这个偏压由下式给出：

$$\Delta V = V_a C_{gs}/(C_{gs} + C_{st} + C_{lc}) \tag{2-30}$$

式中　V_a——加在栅极总线上的开启连接在这根总线上的所有 TFT 的电压脉冲的振幅。

当栅电压施加到这根总线时，C_{gs} 在上升沿充电，在电压脉冲的脉冲间隙放电。在一般情况下，充电和放电相互抵偿，没有作用。但是在 TFT/LCD 屏中，交流信号通过 TFT 加在液晶上，只有放电效应依然存在于像素电极上，如图 2-12 所示。

综合直流偏压会引起液晶显示性能的不良，如闪烁，残像和亮度的永久性不均匀。闪烁噪声是以低频率的亮度变化出现的。

由于电压偏差引起交流节点电压从一帧到另一帧的不对称，液晶盒对这个不对称信号电压作出反应，导致透光率的起伏。当帧频率是 60Hz 时，这个起伏是以 30Hz 的频率发生的，这是可以识别的。

为了减小这种漂移的程度，存储电容包括在像素电极的设计中。如果没有 C_{st}，式（2-30）简化成：

$$\Delta V = V_a C_{gs} / (C_{gs} + C_{lc}) \tag{2-31}$$

对于 $V_a = 22V$（假定栅电压的基准为 $-9V$）、$C_{gs} = 0.1pF$、$C_{lc} = 0.3pF$，ΔV 达到了 5.5V 之高。由于 TN 型液晶的阈值电压 V_{th} 为 2 ~ 3V，这个 ΔV 值大约为 V_{th} 的两倍。由于存在 C_{st}，这个电压漂移的值变小。如果这些数值被 $C_{st} = 0.6pF$ 代替，ΔV 变成：

$$\Delta V = 22V \times 0.1/1.0 = 2.2V \tag{2-32}$$

这个数值代表有一个很可观的改善。但是直流偏压仍然很高，这可以通过调整位于彩膜基板公共电极上的电压 V_{com} 数值进行补偿，以便抵消电压偏移。但是，由于式（2-30）的 C_{lc} 和 C_{gs} 是电压依赖型变量，这种补偿不是完美的。

寄生电容决定于 V_g 将在 3.2.2 节中讨论。由于栅脉冲的瞬态变化（ns）比 a-Si:H TFT 的反映时间（μs）快得多，C_{gs} 能够被认为是常数，可以用栅电压峰值去近似代替。式（2-30）就可以还原为

$$\Delta V = V_a C_{gs} / [C_{gs} + C_{st} + C_{lc}(V)] \tag{2-33}$$

如将在 5.2 节中讨论的，液晶电容作为施加电压的函数变化。这种变化是由于液晶介电常数各向异性产生的。在 TN 型液晶中，当没有电压时，介电常数很低（$\varepsilon = \varepsilon_{\perp}$），当施加的电压增加时，介电常数接近 $\varepsilon_{/\!/}$。

两个像素的 ΔV 的差别 dV 由下式给出[6]：

$$dV = V_a C_{gs} / [C_{gs} + C_{st} + C_{lc}(V_1)] - V_a C_{gs} / [C_{gs} + C_{st} + C_{lc}(V_2)] \tag{2-34}$$

式中　V_1 和 V_2——施加在这两个像素上的电压有效值。

式（2-34）的最大值可以由 $C_{\perp}$ 和 $C_{/\!/}$ 取代 C_{lc}（V_1）和 C_{lc}（V_2）得到。这两组值分别相应于 $\varepsilon=\varepsilon_{\perp}$ 和 $\varepsilon=\varepsilon_{/\!/}$。当 $C_{\perp}=0.3pF$ 和 $C_{/\!/}=0.6pF$ 时，$\Delta V=2.2V$ 和 1.7V。因此在这种情况下 V_{com} 被设定为 −1.95V，dV 为 500mV。偏压 δV 由 $\delta V=\pm 250mV$ 给出，其中

$$\delta V=\Delta V+V_{com} \tag{2-35}$$

如果没有平行（存储）电容，当 $V_{com}=-4.3V$ 时，$\delta V=\pm 1.2V$。因此在这种情况下，存储电容效应将按因子 4.8 减小 δV 数值。

虽然显示质量通过增加存储电容（C_{st} 或 C_{add}）提高很多，但是仍然还有 250mV 的残存直流电压。增加存储电压是减小 ΔV 的最简单方法；但是这将降低开口率，由于为存储电容占据的面积增加。另外一个办法就是将减小 TFT 栅源极的重叠面积来减小 C_{gs}。这个可以由自对准技术[8,9]实现，其中栅极作为掩膜板来定义非晶硅岛和钝化层的边缘。玻璃基板受到来自于下面光的照射。TFT 自对准工艺典型的例子将于图 3-26 中展示。如果 a-Si：H TFT 是由完美的自对准工艺制备，也就是在栅极和源极之间几乎没有重叠，那么它就不会很好地工作。很小的重叠会阻止载流子的注入，导致高阻区，消减 TFT 的工作能力。

减小 C_{gs} 的效应可以估计如下：如果寄生电容从 C_{gs} 降低到 C_{gs}/m，m 是大于 1 的常数，式（2-31）中的 ΔV 由下式给出：

$$\Delta V=V_a(C_{gs}/m)/[(C_{gs}/m)+C_{lc}] \tag{2-36}$$

上式简化为

$$\Delta V=V_aC_{gs}/[C_{gs}+(m-1)C_{lc}+C_{lc}] \tag{2-37}$$

虽然从表面上看就是将式（2-30）中采用了 $C_{st}=(m-1)C_{lc}$ 的替换，但是由于依赖 C_{lc} 的电压使得其效应减小。dV 的计算表明这种效应等同于附加一个存储电容，在 $m=3$ 和 $m=4$ 时分别为 $0.9C_{\perp}$ 和 $1.2C_{\perp}$。这里我们可以假定 $C_{\perp}=3C_{gs}$，$C_{/\!/}=2C_{\perp}$。因此 C_{gs} 减小对于降低 dV 不像预料的那样有效。

2.3.3　栅线延迟

TFT/LCD 屏以每次一行的形式开启，如图 2-6 所示。每条栅极总线被顺序选择，一个电压脉冲加到所选择的栅极总线上。这个脉冲沿栅极总线行进，我们假定这个栅极总线是由如图 2-14 所示的 *CR* 均匀分布电路表示的。*C* 和 *R* 为单位长度的电容和电阻。方波栅脉冲通过栅极总线时产生延迟和变形。栅延迟定义为总线开始端脉冲上升沿的时刻和在总线末端脉冲高度达到脉冲振幅 V_g 的 90% 时刻的时间间隔。

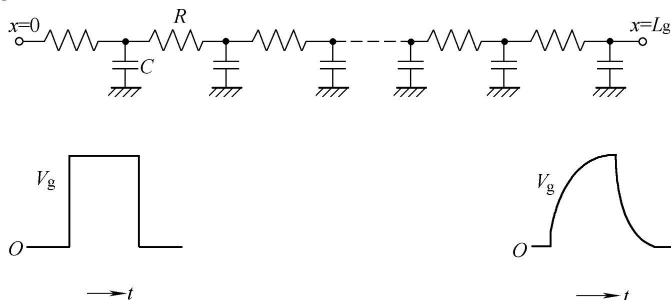


图 2-14　均匀分布的栅极总线示意图（当电压脉冲沿着栅极总线传播时，由于一系列电阻和平板电容引起的延迟和扭曲）

通过分布 *RC* 为常量且均匀分布线路的脉冲的传播受下列方程的制约：

$$-\partial v/\partial x = Ri \tag{2-38}$$

$$-\partial i/\partial x = C(\partial v/\partial t) \tag{2-39}$$

式中　v 和 i——x 和 t 的函数。

这就是著名的 Thomson Cable 等式，用于无限长电路和终端开路或者短路的有限长度电路的分析。TFT/LCD 栅极总线对应于终端开路的有限长度线路。在这种情况下，式（2-38）和式（2-39）可换算为

$$\partial^2 v/\partial x^2 = CR(\partial v/\partial t) \tag{2-40}$$

$$\partial^2 i/\partial x^2 = CR(\partial i/\partial t) \tag{2-41}$$

这个问题的分析 Laplace 变换是一种传统的方法。v 和 i 的单侧 Laplace 变换如下：

$$V(x, s) = \int_0^{\infty} v(x, t)\exp(-st)\mathrm{d}t \tag{2-42}$$

$$I(x, s) = \int_0^{\infty} i(x, t)\exp(-st)\mathrm{d}t \tag{2-43}$$

起始条件 $t<0$ 时，$v=0$，$t=0$，我们得到：

$$-\mathrm{d}V(x, s)/\mathrm{d}x = RI(x, s) \tag{2-44}$$

$$-\mathrm{d}I(x, s)/\mathrm{d}x = CsV(x, s) \tag{2-45}$$

$$\mathrm{d}^2 V(x, s)/\mathrm{d}x^2 = RCsV(x, s) \tag{2-46}$$

$$\mathrm{d}^2 I(x, s)/\mathrm{d}x^2 = RCsI(x, s) \tag{2-47}$$

式（2-46）的解如下：

$$V(x, s) = A(s)\exp(-\sqrt{RCs}x) + B(s)\exp(\sqrt{RCs}x) \tag{2-48}$$

将式（2-48）代入式（2-45）得到：

$$-\mathrm{d}I(x, s)/\mathrm{d}x = Cs[A(s)\exp(-\sqrt{RCs}x)] + B(s)\exp(\sqrt{RCs}x) \tag{2-49}$$

那么

$$I(x, s) = \sqrt{(Cs/R)}[A(s)\exp(-\sqrt{RCs}x) - B(s)\exp(\sqrt{RCs}x)] + C(x) \tag{2-50}$$

考虑到 I 和 V 满足同类偏微分方程，我们得到 $C(x)=0$，式(2-50)还原为

$$I(x, s) = \sqrt{(Cs/R)}[A(s)\exp(-\sqrt{RCs}x) - B(s)\exp(\sqrt{RCs}x)] \tag{2-51}$$

其中 $A(s)$ 和 $B(s)$ 与 x 无关，而是由边界条件决定。

式（2-48）和式（2-51）是 RC 引线电路的基本方程。对于无限长的 RC 引线电路，其解由一个误差函数给出，但是这里不会详细讨论。当 RC 引线电路具有有限长度 L_g 和开路终端时，边界条件为

$$V(0, s) = F(s) \tag{2-52}$$

$$I(L_g, s) = 0 \tag{2-53}$$

$F(s)$是给定电压函数$f(t)$在输入($x=0$)时的 Laplace 变换。从式(2-48)、式(2-51)、式(2-52)和式(2-53)得到:

$$A(s) = F(s)\exp(\sqrt{RCs}L_g)/2\cosh(\sqrt{RCs}L_g) \tag{2-54}$$

$$B(s) = F(s)\exp(-\sqrt{RCs}L_g)/2\cosh(\sqrt{RCs}L_g) \tag{2-55}$$

从式(2-48)、式(2-51)、式(2-54)、式(2-55)得到:

$$V(x, s) = F(s)\cosh[\sqrt{RCs}(L_g - x)]/\cosh(\sqrt{RCs}L_g) \tag{2-56}$$

$$I(x, s) = F(s)\sqrt{(Cs/R)}\sinh[\sqrt{RCs}(L_g - x)]/\cosh(\sqrt{RCs}L_g) \tag{2-57}$$

对于指标(阶跃)响应,$F(s) = V_g/s$,式(2-56)还原为

$$V(x, s) = (V_g/s)\cosh[\sqrt{RCs}(L_g - x)]/\cosh(\sqrt{RCs}L_g) \tag{2-58}$$

式(2-58)奇异点为$s=0$,函数 cosh 的根为$(\sqrt{RCs}L_g)=0$,解为:

$$s_n = -(2n-1)^2\pi^2/(4RCL_g^2) \qquad (n=1, 2, \cdots) \tag{2-59}$$

Laplace 逆变换产生$v(x, t)$和相对应$i(x, t)$的解如下:

$$\frac{v(x, t)}{V_g} = 1 - \frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{2n-1}\exp\left[-\frac{(2n-1)^2\pi^2}{4RCL_g^2}t\right]\sin\left[\frac{(2n-1)\pi}{2L_g}x\right] \tag{2-60}$$

从式(2-57)和式(2-60)得到:

$$\frac{i(x,t)}{(2V_g/RL_g)} = \sum_{n=1}^{\infty}\exp\left[-\frac{(2n-1)^2\pi^2}{4RCL_g^2}t\right]\cos\left[\frac{(2n-1)\pi}{2L_g}x\right] \tag{2-61}$$

通过将$x=L_g$代入式(2-60)就可以对栅延迟作出估计,给出如下:

$$\frac{v(L_g, t)}{V_g} = 1 + \frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n}{2n-1}\exp\left[-\frac{(2n-1)^2\pi^2}{4RCL_g^2}t\right] \tag{2-62}$$

当 $t/RCL_g^2>1$ 时，式(2-62)近似为

$$\frac{v(L_g,\ t)}{V_g}\sim 1-\frac{4}{\pi}\exp\left(-\frac{\pi^2}{L_g^2}\frac{t}{4RC}\right) \tag{2-63}$$

TFT/LCD 屏的栅延迟可以由（2-63）得到：

$$t_d=1.03RCL_g^2 \tag{2-64}$$

式中　t_d——电压达到脉冲电压90%的时间，因此 t_d 可以极近似为一个简单的表达式 RCL_g^2。

t_d 另一个近似表达式为 $2RCL_g^2$，这个值对应 99% 的充电率。对于 t_d（90%）更实用的表达式为 $R_pC_pn_p^2$，其中 R_p 和 C_p 分别为每个像素的电阻和电容，n_p 为像素的总数目。

在式（2-64）中，R 为栅金属线单位长度的电阻。在小型和中型的屏中，Cr 是应用最广泛的金属。由于 Cr 的 55μΩ · cm 电阻率和相对介电常数 6.9 作为栅绝缘体的 SiN，t_d 高达 20μs。对于栅选择时间为（1/60）×（1/480）s = 34.7(μs）或者更长的小型和中等显示精度的屏，这个值已经足够。但是对于栅线总数为 1000 以上的高分辨率的屏，栅寻址时间为 16.7μs。在这种情况下，栅金属必须用低电阻的金属制备。如将在 3.4.1 节中讨论的，用 Al 做栅金属就是出于这种目的。Al 的电阻率是 3 ~ 6μΩ · cm，从式（2-64）可以得到对于 10in（25cm）的 TFT/LCD 屏，t_d 为 1 ~ 2μs。由于单元液晶盒的充电时间大约为 13μs，如 2.3.1 节所讨论过的，1 ~ 2μs 的 T_d 更为合理。

对角线尺寸受栅线金属电阻率限制。电阻率越低，制造屏的尺寸越大，分辨率越高。计算结果示于图 2-15 中。大尺寸的屏用 C_{st}设计，这是由于采用 C_{add}比采用 C_{st}栅线和像素电极之间的交叠面积更大，导致会产生很大的寄生电容引起栅线信号延迟。对于 Al 栅金属最大对角线尺寸可以达到 30in 甚至更大。根据这些结果 a-Si:TFT 可以用于宽画幅的 TFT/LCD 显示屏。图 2-15 表示用更为保守的设计规则计算的结果，例如假设栅线宽度为 10μm。采用更宽的栅极总线和更大的 a-Si:TFT 的 W/L 值的设计，可以制备比 1m（40in）更大的屏。

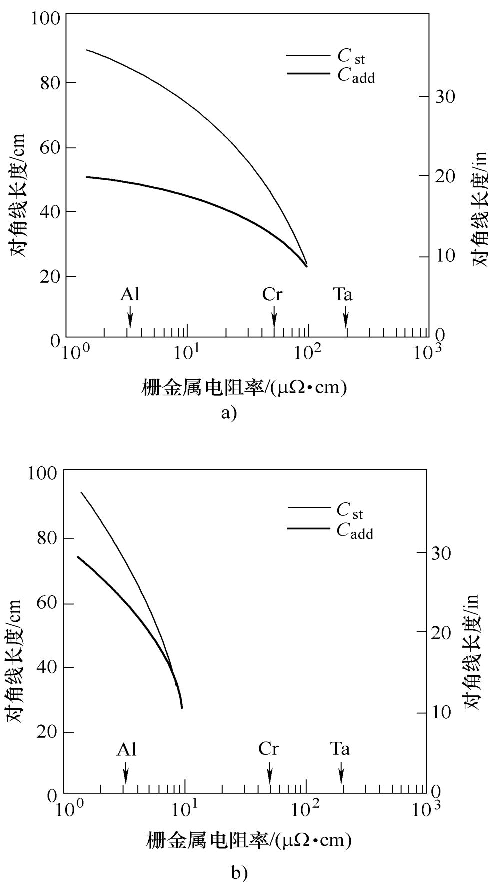


图 2-15　栅极金属电阻率和显示屏对角线尺寸的关系（当铝被用作栅极金属配线时，超过 30in 的屏也可以制备，甚至是这些高分辨率的）
a）像素数目为 640 × 480 的 VGA 显示屏尺寸　b）高分辨率屏（1920 × 1120 像素）[10] 的尺寸

2.3.4　色度设计

TFT/LCD 的色度系统是根据 1931 年由 CIE（Commission Internationale de 1’Eclairage，国际发光照明委员会）会议提供的色度图设计的。根据光谱三色值或者包含所有可见光波长的颜色匹配函数，任何颜色都可以用三种原色采用加法原则混合得到。

许多观察者的三色平均值由$\bar{r}(\lambda)$、$\bar{g}(\lambda)$、$\bar{b}(\lambda)$表示。CIE-RGB 色度系统对应于两度广角颜色的观察，或者叫做 *XYZ* 色度系统。波长为 700. 0mm、546. 1mm、435. 8nm 的 3 个单色源选作色度系统的参考色度。这些色度值用每纳米上 1W 的指定辐射来表示。CIE-RGB 色度系统的三色值表示如图 2-16 所示。

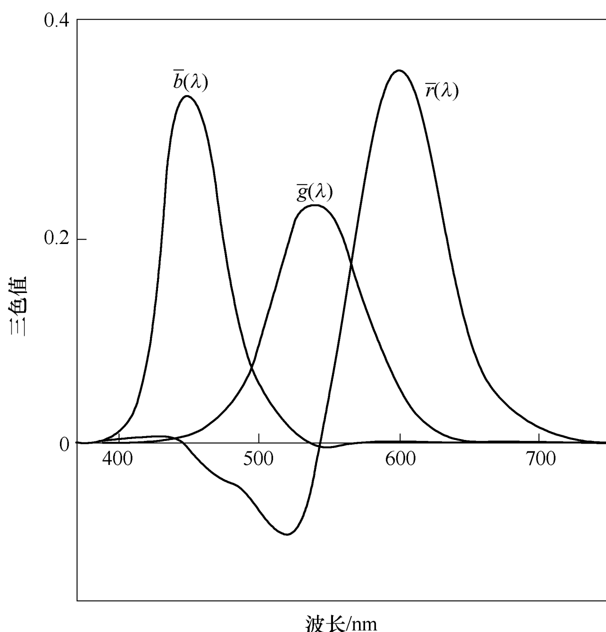


图 2-16　色匹配函数或在 CIE-RGB 色度体系中的三基色光谱
（为了进行匹配，小于零的刺激值也添加到辐射值中）

$\bar{x}(\lambda)$、$\bar{y}(\lambda)$、$\bar{z}(\lambda)$是 *XYZ* 色度系统中的 3 个颜色匹配函数，它们是由$\bar{r}(\lambda)$、$\bar{g}(\lambda)$、$\bar{b}(\lambda)$ 按照如下方式转换而来：

$$\begin{bmatrix} \bar{x}(\lambda) \\ \bar{y}(\lambda) \\ \bar{z}(\lambda) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2.7689 & 1.7517 & 1.1302 \\ 1.0000 & 4.5907 & 0.0601 \\ 0 & 0.0565 & 5.5943 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{r}(\lambda) \\ \bar{g}(\lambda) \\ \bar{b}(\lambda) \end{bmatrix} \tag{2-65}$$

XYZ 色度系统的三色值表示如图 2-17 所示。由于它没有负值因此很实用。光源颜色的三色值给出如下：

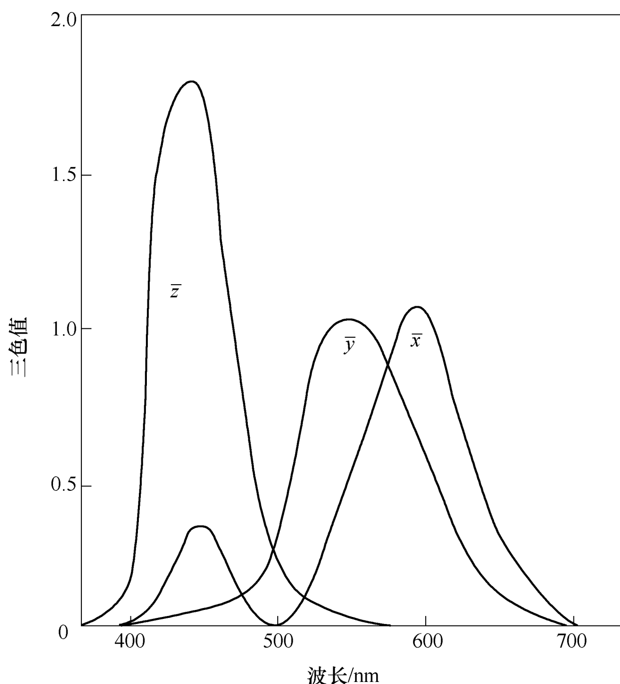


图 2-17　在 CIE-XYZ 色度体系中的色匹配函数

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = k\int_{\lambda} P(\lambda) \begin{bmatrix} \bar{x}(\lambda) \\ \bar{y}(\lambda) \\ \bar{z}(\lambda) \end{bmatrix} d\lambda \tag{2-66}$$

式中　k——系数；

$P(\lambda)$——光谱能量分布，集成是在可见光范围进行的。

当 $P(\lambda)$ 作为光谱辐射时，Y 表示照度。系数 k 一般规范化为

$$k = 100 \Big/ \int_{\lambda} P(\lambda)\, \bar{y}(\lambda)\, d\lambda \tag{2-67}$$

色度坐标 x、y 和 z 定义为三色值比总值 $S = (X + Y + Z)$ 如下：

$$x = X/S,\ y = Y/S,\ z = Z/S \tag{2-68}$$

因为 x、y 和 z 通过关系式 $x + y + z = 1$ 联系起来，3 个值中两个是相互独立的，常采用（x，y）色度坐标系统表示色度图，

如图 2-18 所示，表示了平面 $x+y+z=1$ 在平面 $x-y$ 面上的投影。纯光谱辐射的轨迹表示为马蹄形曲线，上面的数字表示以 μm 为单位的波长。连接光谱轨迹边缘的线叫做紫色分界线，这个线上的颜色对应于红色和紫色的混合色。可见色在以光谱轨迹和紫色分界线作为边界划定的区域由点表示。

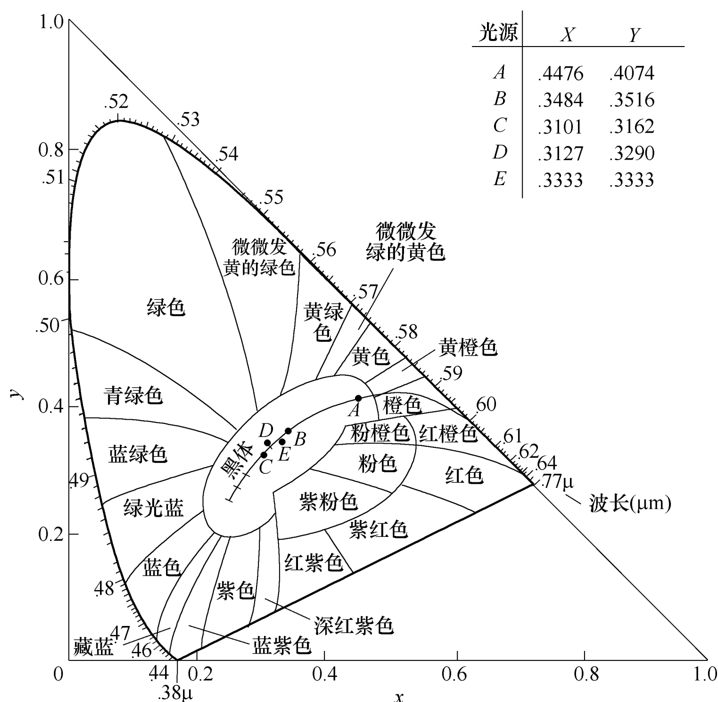


图 2-18　CIE 色度图（单色辐射在以 μm 为单位的波长光谱轨迹上显示。黑体轨迹对应于特定色温的黑体辐射）

色质之间混合可以通过连接要显示的两个色质的色度点 P_1 和 P_2 显示在色度图中。如果色度坐标和色度点 P_1 和 P_2 总的色质可以分别记为（x_1，y_1，S_1）和（x_2，y_2，S_2），那么混合色度点 P 的色度坐标和总色质给出如下：

$$x=(x_1S_1+x_2S_2)/S$$

$$y=(y_1S_1+y_2S_2)/S$$

$$S = S_1 + S_1 \tag{2-69}$$

P 在连接 P_1 和 P_2 的线上，其相互之间的距离由下列关系式给出：

$$P_1P/PP_2 = S_2/S_1 \tag{2-70}$$

图 2-18 也展示了黑体轨迹（Planckian 轨迹），它对应于黑体辐射的色度。黑体辐射的光谱密度分布在温度 T 达到热平衡时给出如下：

$$P(\lambda) = (C_1/\lambda^5)/[\exp(C_2/\lambda T) - 1] \tag{2-71}$$

式中 C_2——二次辐射常数（$C_2 = 1.4388 \times 10^{-2}$mK）；

C_1——一个任意常数。

CIE 定义了 4 个光源，表示为 A、B、C、D，如图 2-18 所示。光源 C 对应于色温为 6774K 的日光平均值。当 NTSC（National Television Standard Committee，美国国家电视标准委员会）的 RBG 色质信号完全一样，这些颜色混合就会产生标准光源 C，其色度坐标为 $x = 0.310$，$y = 0.316$。NTSC 的三个主要颜色（三基色）示于图 2-20 中。

X、Y、Z 或者 TFT/LCD 屏的 3 个色质由下式给出：

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = k\int_\lambda S(\lambda)T(\lambda)\begin{bmatrix} \bar{x}(\lambda) \\ \bar{y}(\lambda) \\ \bar{z}(\lambda) \end{bmatrix} d\lambda \tag{2-72}$$

式中 $S(\lambda)$——背光源的光谱分布；

$T(\lambda)$——液晶盒和彩膜的透光率；

k——系数，系数 k 规定为

$$k = 100\Big/\int_\lambda S(\lambda)\,\bar{y}(\lambda)\,d\lambda \tag{2-73}$$

背光源的光谱分布示于图 2-5 中，这种三波长光源被广泛地应用。彩膜的透光率作为波长的函数示于图 2-19 中，用来制造彩膜最普通的材料为凝胶，大约 1 ~ 2μm 厚的凝胶涂在玻璃基板上，然后光刻成图形。材料被染成特定颜色，表面涂上一层钝化

层。对于 GRB 颜色，这一系列的过程步骤被重复 3 次就完成了彩膜的制造。彩膜的另一种制造方法就是基于颜料分散其中的树脂图形化，这种方法的特点就是热稳定性好和光分解性好（260℃）。背光源的综合性能和彩膜的透光率决定着 TFT/LCD 的光谱性能，就是彩色重现性。一个典型的 TFT/LCD 屏在 CIE 色度图上的色坐标如图 2-20 所示。TFT/LCD 屏所覆盖的颜色范围可媲美于 CRT 显示。

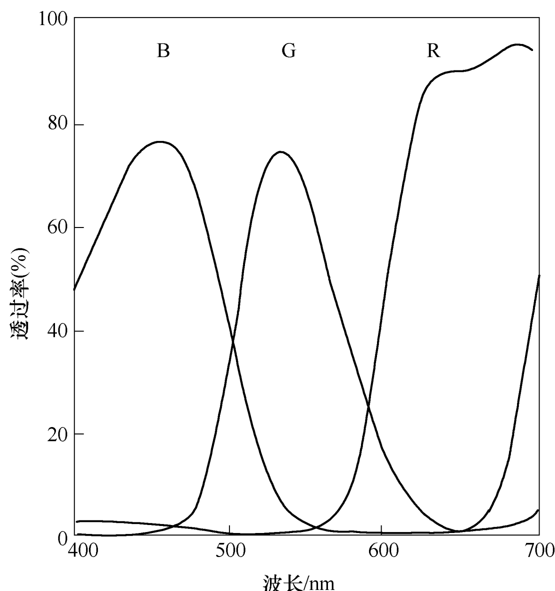


图 2-19　采用凝胶染料法制备的彩膜的透过光谱

如图 2-21 所示，在 TFT/LCD 中，每一个像素是由 RGB 三种颜色点构成，示于图 2-21b 和 c 中的三角形（Triad）和四方形（Quad）常用于电视机中。也有一种四方形排列的变形排列，示于图 2-21c 中两个绿点中的一个为白色所取代。但是在计算机终端显示中，条形的三点排列最常用（见图 2-21a）。数字信号施加到每一个点上，对于每一个 n 位的彩色通道可显示（2^n）^{3} 种色彩。当 $n=2$ 时，可显示 64 种颜色。当 $n=4$ 时，可显示 4096

种颜色。24 位颜色图代表 16777216 种颜色（即 $(2^8)^3$）。

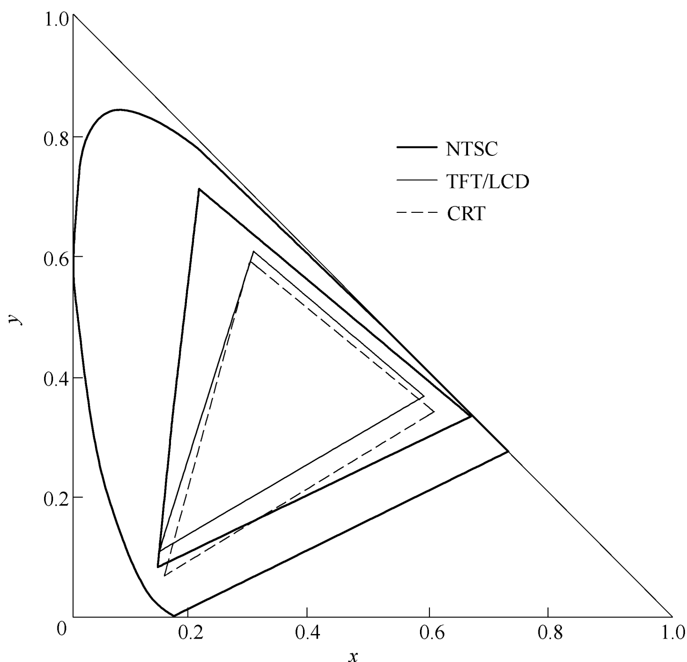


图 2-20　TFT/LCD 与 NTSC 信号和 CRT 显示的色坐标对比（NTSC 的信号是 R =(0. 67，0. 33)，G =(0. 21，0. 71)，B =(0. 14，0. 08)

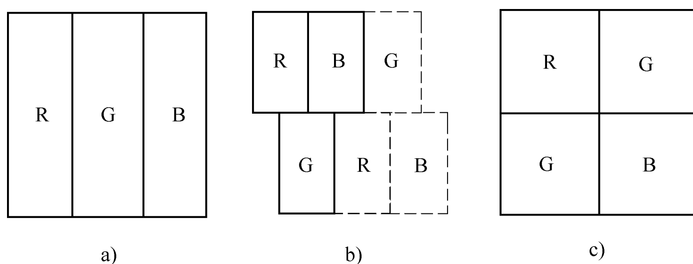


图 2-21　TFT/LCD 的色点排列（在计算机显示器中条纹状图形是最常用的，而三角形和四方形一般用在电视机中）

a）条形　b）三角形　c）四方形

2.4　TFT 屏的制造

a-Si:H TFT 制造的技术基础是薄膜技术，也就是薄膜沉积技术和薄膜图形刻蚀技术。这种技术是单晶硅 LSI 技术的自然延伸（大规模集成电路），虽然两者之间有区别。在 LSI 中，基板是硅晶圆，其上进行多种加工步骤，例如表面处理、冲洗、薄膜涂覆、薄膜沉积、薄膜生长、氧化、刻蚀、光刻、掺杂扩散、热处理和离子注入等。硅在极端条件下很稳定，这就意味着可以采用氧化、扩散和热处理等温度高于 1000℃（1420℃）的工艺。

但是 TFT 必须在透明玻璃基板上制备，这样制程的工艺温度就有一个上限，比如说大约 400℃。非晶硅技术比其他技术有一个显著优点，就是制程的工艺温度全部低于 350℃。工艺步骤包括薄膜沉积，如等离子 CVD（化学气相沉积）和金属溅射、薄膜涂覆、光刻、氧化、刻蚀和清洗。

TFT 制造的基板尺寸不同于 LSI。LSI 晶圆尺寸只有几英寸，6～8in 是最流行的尺寸。而 TFT 有尺寸大得多的基板，它的形状是矩形，其对角线尺寸从几英寸到几英尺。对角线 20in 以上的基板现在用在 TFT/LCD 生产线中。

如此大的基板需要大的光学光刻系统。一对一的投影式和步进-重复的对位式都用在制造 TFT 的光刻系统中。图 2-22 所示的步进-重复式具有精确对准和精细图形的特点，而一对一投影式的特点是产量高。目前步进式的典型指标列于表 2-1 中。典型的 10in 玻璃基板上制备 TFT 屏的设计规则为 10μm，对应于栅总线和信号总线的宽度。为了得到好的图形，一般采用正性光刻胶。它的曝光部分被直接刻蚀掉。

由于洁净室里任何灰尘都可能使显示屏产生缺陷，很大的注意力要放在去掉灰尘上。为了保证生产出的屏没有点（线）缺陷，屏的清洗很重要。几乎总工艺的 1/3 是在清洗屏的过程。TFT 的工艺是在玻璃基板上进行的。玻璃不光对于平板显示，而且对于 CRT 显示也有合适的特性，例如透明度、硬度、热稳定性。除此

以外，还有 TFT/LCD 玻璃是平的，表面避免缺陷和划痕，具有抗热循环和抵御为数众多的刻蚀剂的能力，还必须碱含量很低。

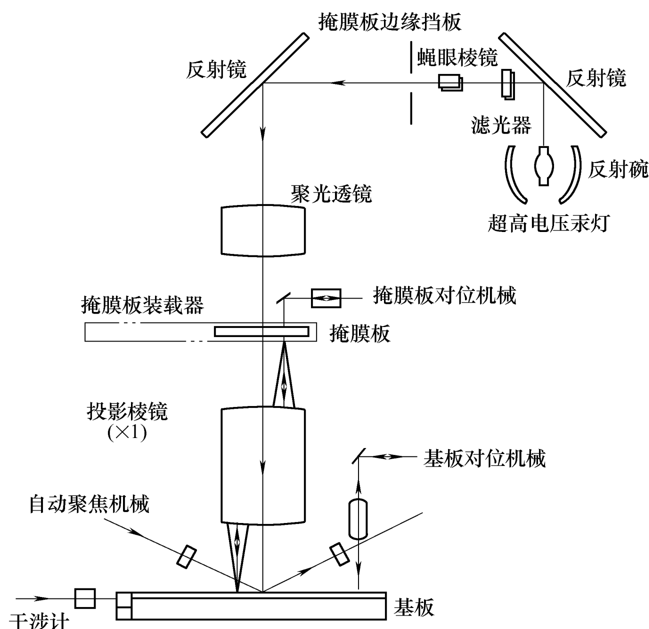


图 2-22　步进式曝光机的结构（这个系统通过改变对位的位置可以覆盖整个表面）

注：Nikon 制备 LCD 的步进式曝光系统。

表 2-1　步进式曝光机的技术指标

基板/mm	每幅面积/mm	分辨率/μm	产能/(张/h)
500 × 600	100 × 100	2 (线宽或间距)	60

现在最被接受和广泛应用的玻璃基板是康宁（Corning）7059 玻璃，它是由熔化下拉设备制备的[12]。7059 玻璃成分列于表 2-2 中。均匀熔化的玻璃在被称作熔化管道的难熔机构的顶部被运送进锥形槽。当从槽中溢出时，玻璃下流到熔化管两侧形成的薄片上。这样同时形成两张薄片，形成过程中这些薄片的表面没有接

触到任何表面。用这种结构，可以制造宽度约为 40in 的玻璃。

表 2-2　康宁 7059 玻璃的成分（%）

SiO_2	Al_2O_3	碱土金属氧化物	B_2O_3	As_2O_3
49	10	25	15	1

玻璃的热稳定性基本上是黏度的函数，这种玻璃的热稳定性很好的。7059 玻璃的屈服点定义为黏度大约为 $10^{14.5}$ 泊松时的温度，大约为 593℃，同时它的软化点（黏度 = $10^{7.6}$ 泊松）为 844℃。最高制造温度为屈服点以下 25℃。此温度为非晶硅留下了很大的余地，非晶硅是在低于 350℃ 下制备的。此温度范围内玻璃的收缩和翘曲很小，这是由于它们与玻璃的黏度有关系。化学耐久性可以在严重刻蚀的条件下 7059 玻璃的重量损失测得：在室温下浸入 10% HF 溶液 20min 时，它失去 $10mg/cm^2$，这是非晶硅制造工艺所完全能接受的。

TFT 必须满足各种各样的要求是由于它是薄膜、低温、大面积和良好图形过程。盒厚（液晶盒的厚度）大约 5μm。厚膜过程和如此薄的盒厚不匹配，并且 TFT 过程必须是一个薄膜过程。对于低温的要求来源于透明玻璃的基板。良好图形能力要求有高解析度。大概的工艺流程如图 2-23 所示，相应于图 3-4a 中的 TFT。这和 TFT 的制造工艺基本相同，但是除此之外，下面部分必须制造：栅极和数据总线、存储电容和透明像素电极。

透明像素电极是通过溅射 ITO（Indium-Tin-Oxide）靶材，然后图形化制备的。在真空反应室，在 mTorr㊀ 压力下，用氩气轰击靶材，溅射成 ITO 薄膜，在 HNO_3 和 HCl 的水溶液中刻蚀形成图形。ITO 膜和薄膜的工艺一致，对于可见光谱其透光率超过 90%。它的电阻率为 $10^{-4}\Omega \cdot cm$。图 2-24 给出了沉积各种薄膜的压力和温度范围。表 2-3 和表 2-4 表示了沉积和刻蚀薄膜的条件。

在图 2-23 中，表示了 4 次掩膜光罩工艺过程：

1）TFT 栅极和栅极总线；

2）非晶硅岛；

㊀　1Torr = 133. 322Pa。——译者注

3）像素电极；

4）源漏极和数据线。

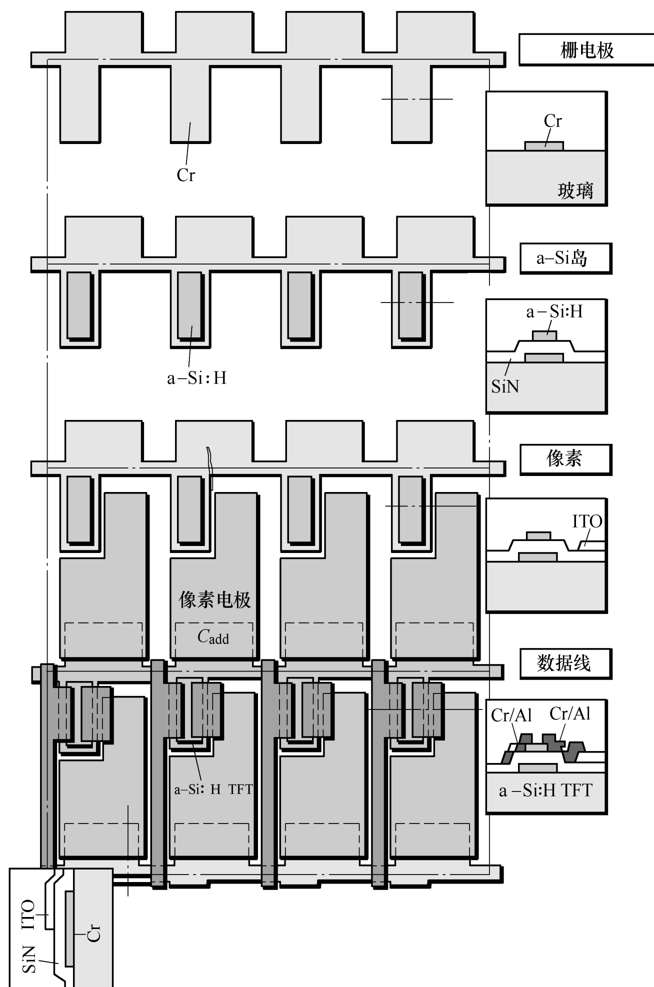


图 2-23 制造 TFT 屏的大致工艺步骤（每一步工序都对应于一次光刻工艺。由于最后的钝化层工序省略了，因此总共必须使用 5 次掩膜曝光步骤）

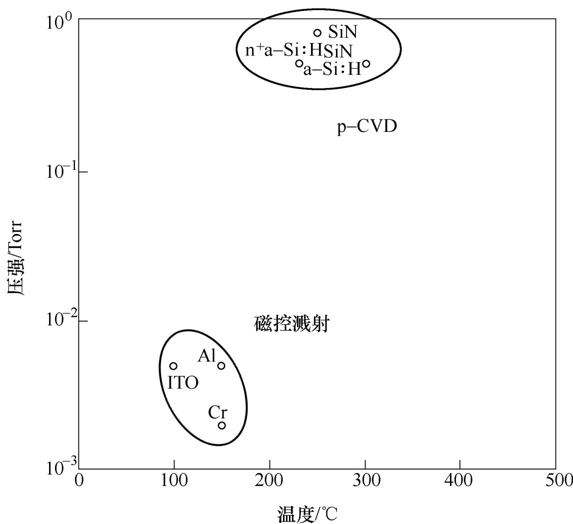


图 2-24　在 TFT 屏制备过程中薄膜沉积的压力和温度范围

表 2-3　薄膜沉积和图形化刻蚀

薄膜	材料	沉积方式	图形刻蚀
栅电极	Cr Ta Al	磁控溅射	
			栅电极，栅极总线
栅绝缘层	SiN SiO_2	CVD	
	Ta_2O_5 Al_2O_3	阳极氧化物	
沟道层	a-Si:H	CVD	
欧姆接触层	n^+a-Si:H	CVD	
			a-Si:H，n^+a-Si:H
源/漏电极	Cr/Al	磁控溅射	
			源/漏电极数据线
钝化层	SiN	CVD	钝化层图形

表 2-4　薄膜刻蚀

材料（刻蚀）		刻蚀方式：湿	刻蚀方式：干	刻蚀速率/(nm/min)
栅电极	Ta		CF_4	200
	Cr	$(NH_4)_2Ce(NO_3)_6$		100
	Al	$HNO_3/CH_3COOH/H_3PO_4$		300
栅绝缘层	SiN	HF 混合	SF_6	300
	SiO_2	HF 混合		400
半导体	a-Si:H	HF/HNO_3	SF_6	200
	n^+ a-Si:H		SF_6, CF_4	100
像素电极	ITO	HCl/HNO_3		20
数据总线	Al	$HNO_3/CH_3COOH/H_3PO_4$		300
	Cr	$(NH_4)_2Ce(NO_3)_6$		100
钝化层	SiN		SF_6	400

除此之外，还要沉积和刻蚀良好的钝化层。因此，在对应于背沟道刻蚀型的 TFT 制造过程中 5 步是标准的掩膜步骤。这些步骤中的最小图形尺寸是由诸如屏尺寸、分辨率、开口率和产能决定。同工艺有关的其他设计参数有线宽、重叠宽度和不同掩膜板的不同图形的距离空间。这些参数总结起来构成了特定的工艺路线下的设计规则，这些参数在整个屏的生产过程中可观察到。

图 2-25 表示了 TFT 屏的工艺流程图，对应于图 3-4b 中的 TFT。由于在 a-Si:H 层上端引入钝化层，同在上面叙述的过程相比，屏的制造工艺必须比 BCE TFT 多一个掩膜板。为了形成欧姆接触层，有时用微晶 n^+ 硅代替重掺杂 n^+ 氢化非晶硅。

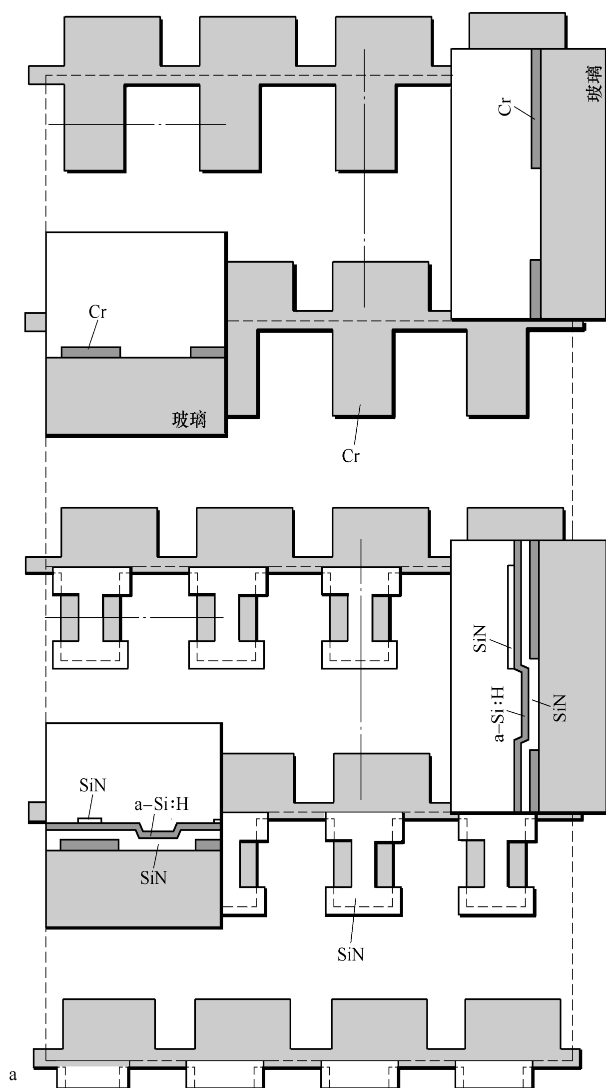


图 2-25　制备 CHP TFT 屏的大致工艺步骤（对于完整工艺共需要 6 次掩膜曝光工序）

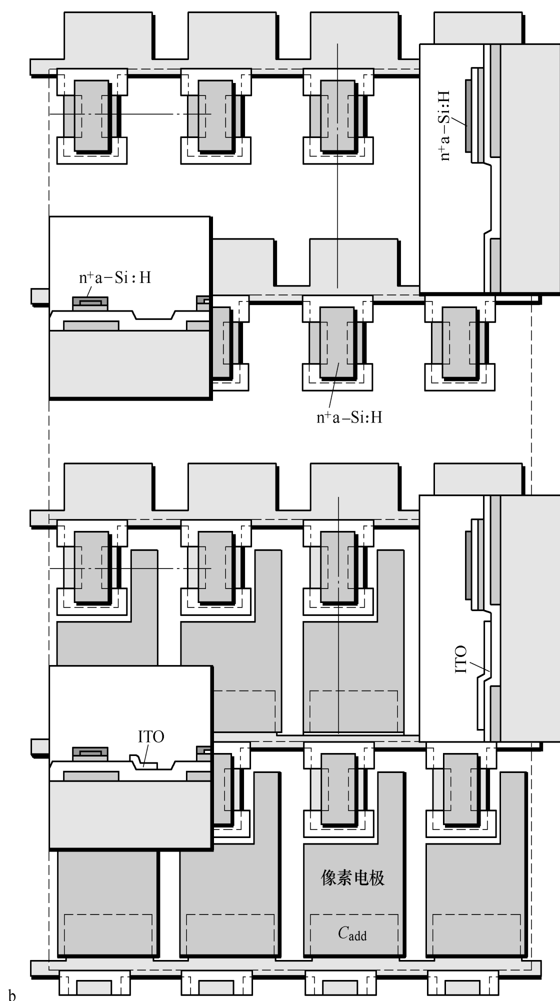


图 2-25 制备 CHP TFT 屏的大致工艺步骤（对于完整工艺共需要 6 次掩膜曝光工序）（续一）

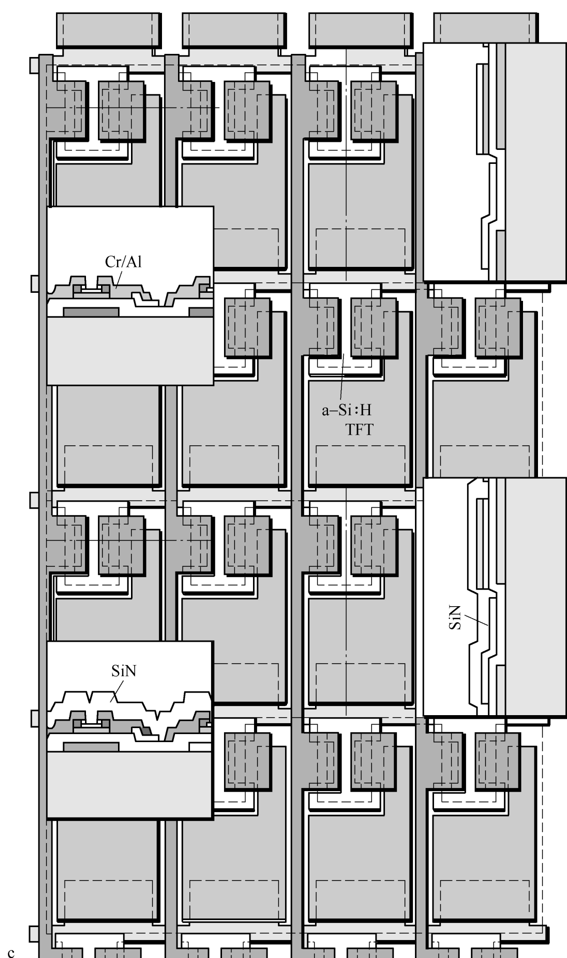


图 2-25　制备 CHP TFT 屏的大致工艺步骤（对于完整工艺共需要 6 次掩膜曝光工序）（续二）

第 2 章参考文献

1. Inoue, F., Ando, K., Kabuto, N., Kamiya, M., Nakatani, N., Tsukada, T., *et al.* (1988) A 5-in.-diagonal liquid-crystal color TV. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Anaheim, 1988), pp. 318–321, California:SID.
2. Kaneko, Y., Sasano, A., and Tsukada, T. (1989). Analysis and design of a-Si TFT/LCD panels with a pixel model. *IEEE Transaction Electron Devices*, ED-36, 2953–2958.
3. Tsukada, T. (1993). State-of-the-art of a-Si TFT/LCD. *Transaction of the Institute of Electronics, Information and Communication Engineers* (Japan), J76-C-II, pp. 177–183.

   Tsukada, T. (1993). Development of aluminum gate thin-film transistors based on aluminum oxide insulators. In Amorphous Insulating Thin Films. *Material Research Society Symposium Proceedings* (Boston, 1992), edited by J. Kanicki *et al.*, pp. 371–382. Pittsburgh: Material Research Society.
4. Morin, F. (1983). Electrooptical performance of a TFT-addressed TNLC panel. *Proc. 3rd International Display Research Conference* (Kobe, 1983). pp. 412–414, California:SID.
5. Kaneko, Y., Tanaka, Y., Kabuto, N., and Tsukada, T. (1989). A new address scheme to improve the display quality of a-Si TFT/LCD panel. *IEEE Transaction Electron Devices*, ED-36, 2949-2952.
6. Nanno, Y., Mino, Y., Takeda, E., and Nagata, S. (1990). Characterization of sticking effects of TFT-LCD. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Las Vegas, 1990), pp. 404–407. California: SID.
7. Kanemori, Y., Katayama, M., Nakazawa, K., Kato, H., Yano, K., Fukuoka, Y., *et al.* (1990). 10.4-in-diagonal color TFT-LCDs without residual images. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Las Vegas, 1990), pp. 408–411. California: SID.
8. Nasu, Y., Kawai, S., Kisumi, S., Oki, K., and Hori, K. (1986). Color LCD for character and TV display addressed by self-aligned a-Si:H TFT. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (San Diego, 1986), pp. 289–292. California:SID.
9. Asama, K., Kodama, T., Kawai, S., Nasu, Y., and Yanagisawa, S. (1983). A self-alignment processed a-Si TFT matrix circuit for LCD panels. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Philadelphia, 1983), pp. 144–145. California: SID.
10. Yamamoto, H., Matsumaru, H., Tsutsui, K., Konishi, N., Nakatani, M., Shirahashi, K., Sasano, A., and Tsukada, T. (1990). A new a-Si TFT with Al_2O_3/SiN double-layered gate insulator for 10.4-inch diagonal multicolor

display. In *Technical Digest of the International Electron Devices Meeting* (San Francisco, 1990), pp. 851–854. New York: IEEE.

11. Ikeda, N., Moriyama, H., Uchida, H., Nishida, S., Mitsuhashi, K., Matsuo, O., *et al.* (1992). High-resolution 12.9-in. multicolor TFT-LCD for EWS. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Boston, 1992). pp. 59–62, California: SID.
12. Dumbaugh, W.H. and Bocko, P.L. (1990). Substrate glasses for flat-panel displays. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Las Vegas, 1990), pp. 70–72. California: SID.

第 3 章　TFT

薄膜晶体管（TFT）是 Weimer[1,2]在 1961 年提出的。原 TFT 的半导体层和栅绝缘层分别由硫化铬和一氧化硅制备，这些薄膜通过真空蒸发的方法制备。尽管真空制备 TFT 很复杂，但能够得到耗尽型的和加强型的具有饱和电流特点的 TFT。首先把 TFT 应用到薄膜逻辑电路制造如触发器、计算机应用方面的与门和非门电路等，这以后不久，TFT 就应用到了液晶显示器并且为此目的进行了多种材料的研究。在它们中间，CdSe TFT[3,4]研究得最广泛，已经制造出了尺寸达到 6in × 6inTFT 寻址的液晶显示器。这样的屏一般是用 Al 或 Au 作为金属配线，CdSe 作为半导体，SiO_2 或者 Al_2O_3 作为绝缘体制备的。它们在文字数字和可视显示上的应用在 180 × 180 像素屏上可得到证实。

氢化非晶硅薄膜晶体管（a-Si∶H TFT）在 1979 年[5]首次报道。具有 SiN 栅绝缘层的 a-Si∶H TFT 晶体管特性曲线如图 3-1 所示。传输特性对应于漏电流 I_d 的表现，它是栅电压 V_g 的函数。如图 3-1 所示，漏电流有一个很宽的动态范围，开态电流超过 10^{-6}A，关态电流低于 10^{-11}A。这个 TFT 的输出特性（例如漏电流和漏电压之间的关系）如图 3-2 所示。漏电流的饱和区得到很清楚地说明。器件的阈值电压 V_t 约是 5V，在 $V_g = 20V$、$V_d = 10V$ 时，跨电导 $g_m = 0.3\mu\Omega^{-1}$。场效应迁移率从跨电导估计为 $0.4cm^2/Vs$。事实上，a-Si∶H TFT 转移特征在 1972 年就由 Spear 和 LeComber 暗示过，他们用场效应技术测定 a-Si∶H 中局域态的分布函数。虽然电压在 1000V 量级，但是他们论文中的图 3 清楚地说明了 TFT 的转移特征。栅绝缘层是 250μm 厚的玻璃基板。

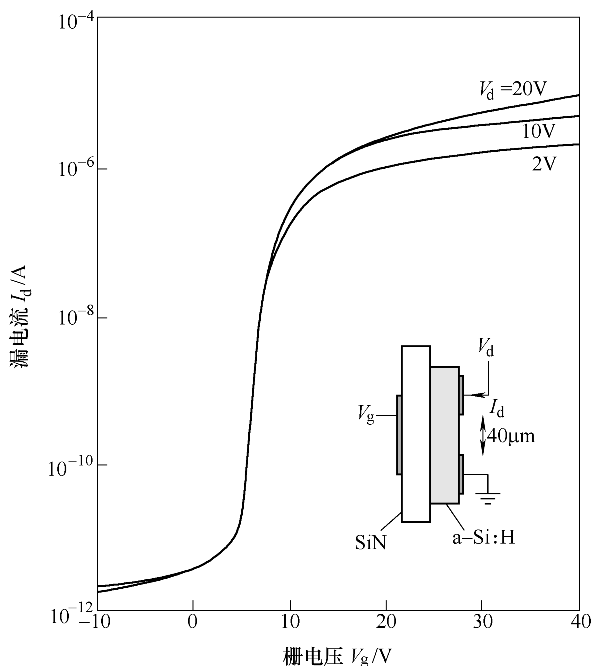


图 3-1　a-Si:H TFT[6] 的传输特性（漏电流的开关比约为 10^6。氢化非晶硅和氮化硅界面形成的强大的存储层导致了陡峭的亚阈值倾角）

虽然液晶显示器是 a-Si:H 的最初应用目的，但是在 a-Si:H TFT 液晶显示器的开发被报道[8] 前经历了相当长的一段时间。这是一个（96×96）mm^2 的显示面积，含有 240×240 个点。从那时起，a-Si:H TFT 用来广泛驱动有源阵列 LCD。

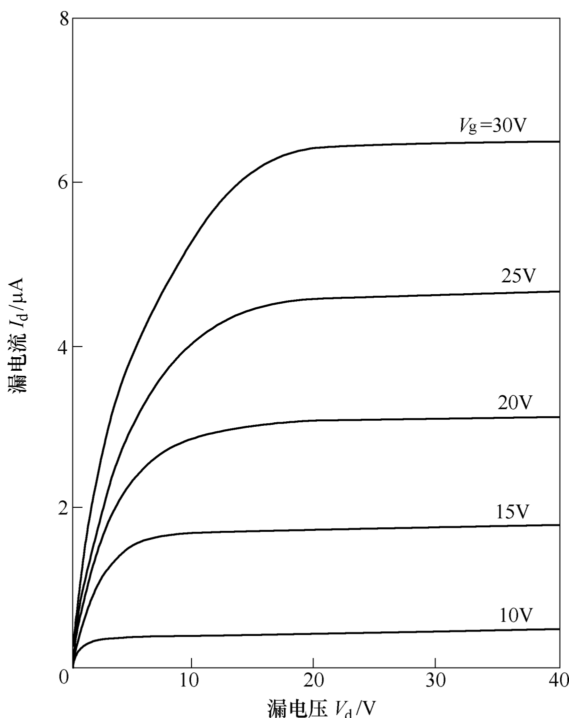


图 3-2　a-Si:H TFT[6] 的输出特性（TFT 沟道宽 500μm、长 40μm，a-Si:H 和 SiN 层都是 0.5μm 厚。因此，如后述谈到的，工作电压可以比这里给出的更小）

3.1　氢化非晶硅薄膜晶体管

a-Si:H TFT 是广泛认可的最成功和最重要的可用于有源矩阵显示器的有源器件。同两终端的器件（二极管）相比，三终端器件（像 TFT）在其工作中有更大的灵活性和更小的限制。但是，这个不是用 a-Si:H TFT 作为有源器件驱动液晶盒的惟一原因。对于电子学的应用，氢化非晶硅是一种具有很好平衡特点的材料。

a-Si:H 的一些优点如下：

1. 它能在大面积上沉积

a-Si:H 是由等离子化学气相沉积制备的（p-CVD），在此过程，硅烷在受 RF 电源（射频电源）激发产生的等离子体中分解。虽然低得多的频率也能使用（如 100Hz），但是典型的射频频率为 13.56MHz。沉积系统示意如图 3-3 所示。二极管式反应器含有两个电极，其中一个上放置基板。反应室抽真空后，硅烷、氢稀释气体和掺杂气体如磷烷或者二硼烷引入反应室。然后在气压为 0.1 ~ 1Torr 时应用射频电源。等离子体限制在两个平行电极之间的空间。射频电源均匀地分布在电极的表面，电极的直径超过 1m。用这种技术在整个表面上可以沉积厚度变化不超过百分之几的薄膜。这个 p-CVD 过程也叫等离子增强 CVD（PECVD）。

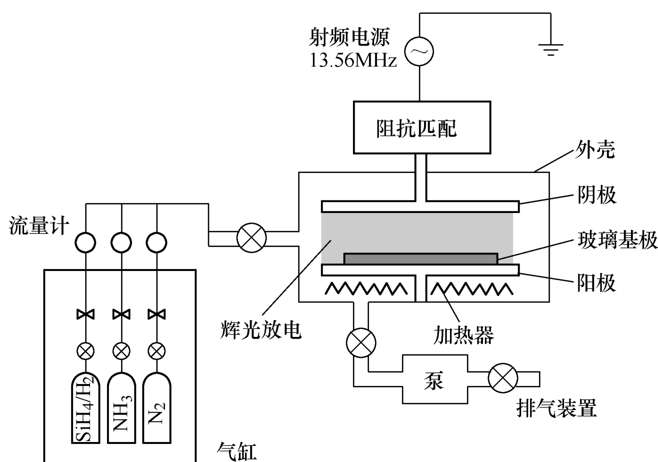


图 3-3　一个沉积氢化非晶硅和氮化硅的等离子体 CVD 系统（硅烷在射频反应腔内分解沉积 a-Si:H 薄膜，添加氨气和氮气可以沉积 SiN 薄膜。为了掺杂 a-Si:H，磷烷（PH_3）或者硼乙烷（B_2H_5）会通入反应腔体）

2. 薄膜沉积可以在低温下实现

由于玻璃被用作透明基板材料，在有源液晶显示器制造中低

温沉积是必需的。在 p-CVD 系统中，甲烷分子为射频等离子体所分解。结果基板的温度保持很低，而在热 CVD 系统中，硅烷会被热分解掉。如果 H 要合并进入非晶网络，形成高质量的 a-Si∶H，就要求沉积温度一定要很低；如果基板温度在 450℃ 以上，H 就不能保持在薄膜中。

3. a-Si∶H 是一种非晶材料，因此它能形成异质界面同时保持良好的界面性质

在各种基板上，例如绝缘体（包括玻璃、氧化物和氮化物）、金属和半导体上都有可能沉积非晶硅薄膜。a-Si∶H 和 SiN 的界面尤为重要。在 a-Si∶H 和作为栅绝缘体的 SiN 之间的界面对于 TFT 的特性起关键作用。金属材料如 Cr、Al、Ta 和 Mo 用作金属配线材料，ITO 用作导电薄膜。用这些材料 a-Si∶H 形成良好的界面，使 TFT 制造工艺的选择比较自由，在生产线中可以应用和设计种类很多的方案。

4. 非晶硅是一种坚硬抗划材料（维氏硬度 HV = 1500 ~ 2000kg/mm^2）

用光刻技术能形成精细的图形。对于 10in 对角线的屏大约最小尺寸 10μm 可以轻易达到 a-Si∶H 精细光刻过程的极限在亚微米级别以下。

5. 氢化非晶硅在非掺杂状态有很高的电阻率，在掺杂状态有很高的导电性

非晶硅很高的电阻率和液晶高电阻率相匹配，也就是说，a-Si∶H 的关态电阻可以媲美液晶盒的电阻。

6. 无毒性是 a-Si∶H 另一个有利的特点

反堆栈电极结构在 TFT/LCD 制备中应用最为广泛。图 3-4a 表示了背沟道刻蚀型 TFT 的截面图，图 3-4b 表示沟道保护（CHP） a-Si∶H TFT 的截面图。这两个器件都有反堆栈电极结构，如图 3-4 中的箭头表示，由源层经过 a-Si∶H i 层发射的电子运动在栅绝缘层和 a-Si∶H 之间的界面上形成的通道之间通过，然后又一次穿过 i 层，到达漏极。由于沟道厚度大约为几十 nm，

在决定 TFT 特性方面界面性质起很关键的作用。在 BCE TFT 中，沟道长度（L）由设计规则决定，或者由制造的最小尺寸（S）决定。在 CHP 型 TFT 中，沟道长度变大：$L = S + 2\Delta L$，这里 ΔL 是工艺余量。对于 10μm 的设计规则，2μm 的工艺余量产生 $L =$ 14μm。当漏电压变大时（$V_d > V_g$），CHP TFT 中电子在漏极两个方向流动：底部和顶部通道。加在漏极的电压会形成顶沟道，如图 3-4b 所示，这有效地将沟道长度减小至 $L = S + (1 + k)\Delta L$，k 取决于漏电压，$0 < k < 1$。

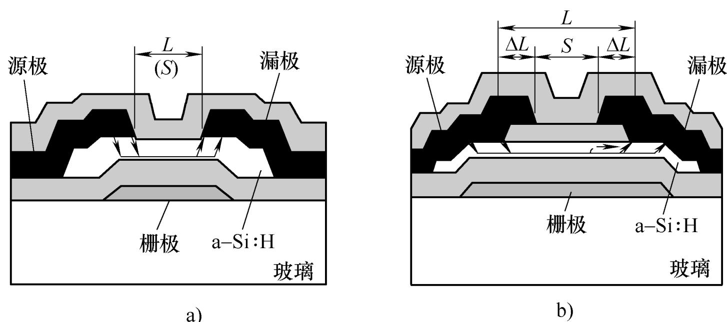


图 3-4 反堆栈电极 a-Si:H 的截面图（在 a-Si:H 上方的黑色区域是 n^+ a-Si:H 的欧姆接触层）

a）背沟道刻蚀型 b）沟道保护型

堆栈电极型电极结构如图 3-5 所示。在这种 TFT 中，源漏极首先形成，栅极在顶部形成，沟道长度等于最小制造尺寸 S。阻止来自背后光照的遮光层没有显示在图中。

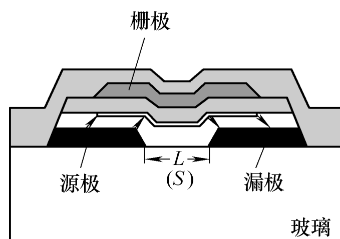


图 3-5 堆栈电极或顶栅结构 a-Si:H TFT 的截面图（在源漏电极上方的黑色区域是 n^+ a-Si:H 的欧姆接触层）

3.2 TFT 的特点

3.2.1 电流—电压特征

TFT 的电流—电压特性能够用和晶体硅中基本一样的方法分析[9]。为了进行公式推导做出了如下假设：①沟道中的载流子迁移率恒定不变；②栅电容恒定且不受栅电压的影响；③源漏极同半导体是欧姆接触；④半导体的起始充电密度为 n_0；⑤渐变沟道模型适用。最后一个条件意味着沟道的横向电场比纵向电场（E_x）大。

图 3-6 中的共平面结构用于这种分析。3-1 节中描述的 TFT 电极结构不同于这种结构：载流子在到达沟道以前穿过 a-Si∶H 薄膜。但是如果 a-Si∶H 薄膜薄，堆栈电极结构能够通过共平面 TFT 结构分析。厚膜的作用将在 3.5 节讨论。在 a-Si∶HTFT 结构中共平面结构并不常见，制造共平面 TFT 的技术（例如杂质扩散或者离子注入）在 a-Si∶H 中不能很好地应用。

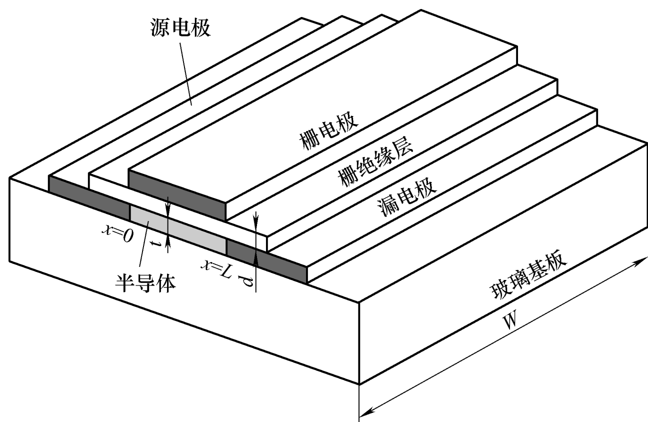


图 3-6　分析用的 TFT 共平面结构（在 a-Si∶H TFT 中，一般采用堆栈电极结构，因此分析模型和实际器件不同。但是这些器件的电流—电压特性依然能够被包含这种模型在内的分析结果所描述）

施加栅电压 V_g 可以引起沟道区充电，其充电密度 $\Delta n(x)$ 由下式给出：

$$e\Delta n(x) = (C_i/t)[V_g - V(x)] \tag{3-1}$$

式中　C_i——单位栅电容（$=\varepsilon_i/d$）；

t——a-Si:H 的厚度；

d——栅绝缘层的厚度；

$V(x)$——距离源极 x 处的漏电压。

如果厚度 t 假定足够小，漏电流 I_d 给出如下：

$$I_d = tW[\sigma_0 + \Delta\sigma(x)]E_x = tWe\mu_n[n_0 + \Delta n(x)]E_x \tag{3-2}$$

式中　σ_0 和 $\Delta\sigma(x)$——分别是起始电导率和由于 $\Delta n(x)$ 导致的电导率的增量。根据式（3-1）和（3-2），I_d 给出如下：

$$I_d = W\mu_n C_i[(etn_o/C_i) + V_g - V(x)]\mathrm{d}V(x)/\mathrm{d}x \tag{3-3}$$

可导出

$$I_d\int_0^L \mathrm{d}x = W\mu_n C_i\int_0^{V_d}[(etn_o/C_i) + V_g - V(x)]\mathrm{d}V(x) \tag{3-4}$$

漏电流给出如下：

$$I_d = \mu_n C_i(W/L)[(V_g - V_t)V_d - (V_d^2/2)] \tag{3-5}$$

式中　$V_t \equiv -etn_o/C_i$。

阈值电压 V_t 取决于起始充电密度 n_o。

对于电压范围 $0 \leqslant V_d \leqslant V_g - V_t$，式（3-5）是有效的。超过这个范围，在绝缘栅场效应晶体管中假定电流是恒定的。低的 V_d 值对应于线性输出区，漏极电导 g_d 和跨电导 g_m 由下式给出：

$$g_d = \partial I_d/\partial V_d|_{V_d\to 0} = \mu_n C_i(W/L)(V_g - V_t) \tag{3-6}$$

$$g_m = \partial I_d/\partial V_g = \mu_n C_i(W/L)V_d \tag{3-7}$$

漏电导是 V_g 的线性函数，跨导正比于 V_d。当 $\partial I_d/\partial V_d = 0$ 时，由于漏极附近导电沟道夹断（pinch-off），饱和电流产生。在这种情况下，饱和电流 I_{dsat} 给出如下（平方关系）：

$$I_{dsat} = (1/2)\mu_n C_i(W/L)(V_g - V_t)^2 \tag{3-8}$$

对于 $V_d \geqslant V_g - V_t$，饱和区的跨导给出如下：

$$g_m = \mu_n C_i (W/L)(V_g - V_t) = [2\mu_n C_i (W/L) I_{dsat}]^{1/2} \quad (3\text{-}9)$$

a-Si:H TFT 的高频特性从增益带宽能够估计，对于晶态硅等于最大工作频率为

$$f_m = g_m / (2\pi C_i WL) \quad (3\text{-}10)$$

式（3-7）代入式（3-10）产生：

$$f_m = \mu_n V_d / (2\pi L^2) \quad (3\text{-}11)$$

对于 $V_d < V_g - V_t$，有

$$f_m = \mu_n (V_g - V_t) / (2\pi L^2) \quad (3\text{-}12)$$

这是在饱和区的情况。

a-Si:H TFT 的转移和输出特性曲线如图 3-1 和图 3-2 所示。a-Si:H TFT 的迁移率 μ_n 示于图 3-1 中，为 $0.4\text{cm}^2/\text{Vs}$，但是如图 3-7 所示，一个更高的 $\mu_n = 1.0\text{cm}^2/\text{Vs}$ 在 TFT 中也可以得到。图

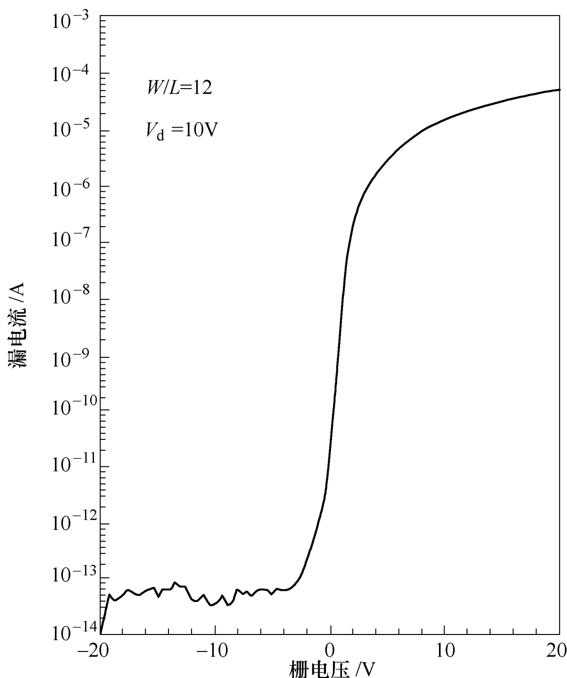


图 3-7　沟道钝化 a-Si:H TFT 的转移特性（在漏电压 10V 时的迁移率为 $1.0\text{cm}^2/\text{Vs}$，阈值电压为 1V）

3-7 的转移特性是低关态电流、低阈值电压、陡次阈值斜率、宽动态范围，也就是高的开电流和低的关电流。这里 TFT 的阈值电压大约为 1V，由于源极的阻止接触和 a-Si:H 低的过孔迁移率，在负的栅偏压时实质没有 p 型导通作用。阈值斜率为 0.3V/电流数量级，I_d 电流开关比大于 10^8。

TFT 两个重要的参数是载流子迁移率 μ_n 和阈值电压 V_{th}。在 a-Si:H TFT 中，主要载流子是电子，室温下其典型迁移率值为 0.3～0.6cm^2/Vs。虽然有接近 1cm^2/Vs 的更高迁移率，但是这些数值只有在特制的样品中才能取得。迁移率和阈值电压的温度决定作用示于图 3-8 中。迁移率的大小由下式给出：

$$\mu_n = \mu_o (N_c kT/n) \exp(-E_a/kT) \tag{3-13}$$

式中　μ_o——延伸态电子迁移率；

N_c——迁移率边缘的态密度；

n——总的电子密度；

E_a——活化能，反应了 a-Si:H 尾态密度分布。

在图 3-8 中，$E_a = 0.13$eV，$E_a = 0.07 \sim 0.16$eV[10,11] 的值也已有报道了。

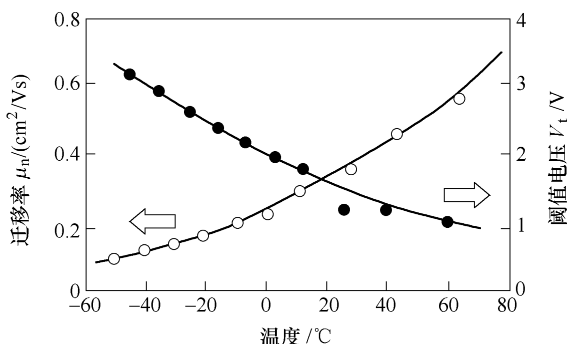


图 3-8　a-Si:H TFT 的电子漂移迁移率和阈值电压的温度依赖性

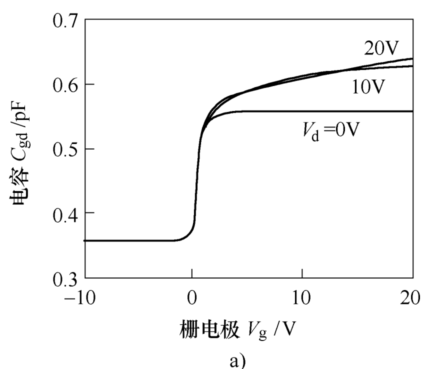
3.2.2　寄生效应

在 2.3.2 节描述的 TFT 寄生电容在施加到节点或者 TFT/LCD 像素电极上的交流电压中产生一个直流成分。由于节点的电压改变，在栅源极之间的寄生电容 C_{gs} 和漏源极之间的电容 C_{gd} 在静态 TFT 中变得很重要。

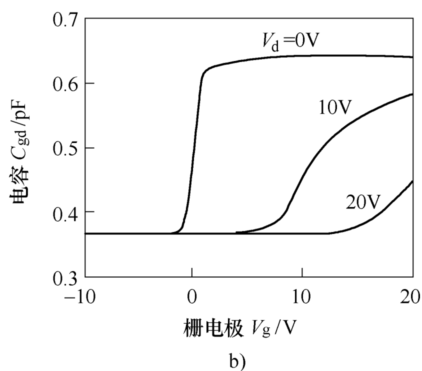
在简单模型中，寄生电容由栅电极和源（或漏）电极的重叠决定。因此用来计算电容的面积由沟道的宽度乘以重叠的长度决定。但是有效的重叠长度比几何长度要长，这是由于边缘效应引起的。通过外推 C_{gs} 和重叠长度之间的线性关系可以表明这种边缘效应对应于大约 1μm 的额外长度。寄生电容取决于栅电压，当栅电压低时，来自非晶硅层内部的贡献必须加到栅绝缘体的贡献上。栅电压打开，但是累积层在 a-Si:H 和 SiN 层的界面上形成。这将寄生电容的有效厚度减小到 SiN 层的有效厚度，引起电容的增加。图 3-9 表示了寄生电容怎么决定于栅和漏电压[12]。C_{gs} 的相关关系（见图 3-9a）表示一个相当简单的行为，而 C_{gd} 的行为取决于 V_g 和 V_d，如图 3-9b 所示。在一个 TFT/LCD 屏中，我们不得不考虑这两个例子。数据电压为正，充电的节点电压为负，寄生电容的行为如图 3-9a 所示。相反，如果数据电压为负，节点电压为正，寄生电容的行为如图 3-9b 所示。作为漏极电压的函数电容的变化如图 3-10[13] 所示，C_{gs} 的频率依赖性如图 3-11[13] 所示。由于偏压是由过渡现象引起的，它的频率关系重要而且增加了它的作用的复杂性。

a-Si:H 的光导性曾经由于在太阳电池[14]、光传感器[15] 和电子复制设备[16] 方面的应用而得到广泛研究。图 3-12 表示 a-Si:H pin 二极管[15] 的光谱响应图。a-Si:H 的光谱响应涵盖了整个可见光谱。但是在 TFT/LCD 的应用中，a-Si:H 的光导性完全不是所希望的。由于 TFT/LCD 在强的光照下工作，因此这个效果必须小到可以维持 TFT 的正常工作状态。在 LCD 模型中，光照来自底部和顶部。背光要强于来自于顶部的环境照度，因此 a-Si:H 岛

设计得小于栅极。由于栅极起到了遮光层的作用，TFT 不会遭受漏光导电流的影响。



a)



b)

图 3-9　背沟道型 a-Si∶H TFT 的寄生电容是栅电压和漏电压[12]的函数

a）$C_{gs}-V_g$　b）$C_{gd}-V_g$

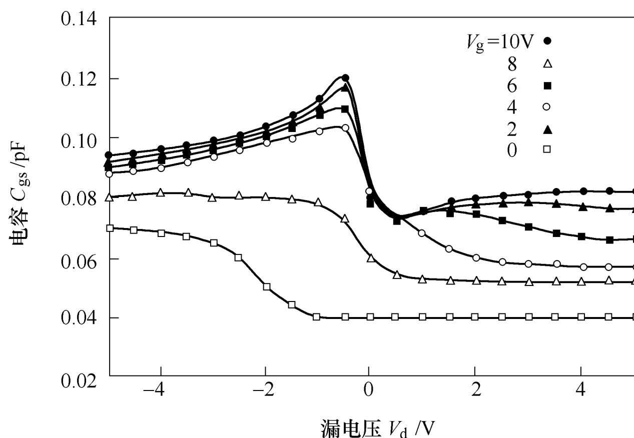


图 3-10　寄生电容是漏电压[13]的函数（负漏极电压对应于源漏电极的交换。图中的 TFT 是 BCE 型，$W/L=72\mu m/8\mu m$，栅极和源（漏）极的交叠面积是 5μm，a-Si∶H 厚度是 300nm，V_t 是 4.5V）

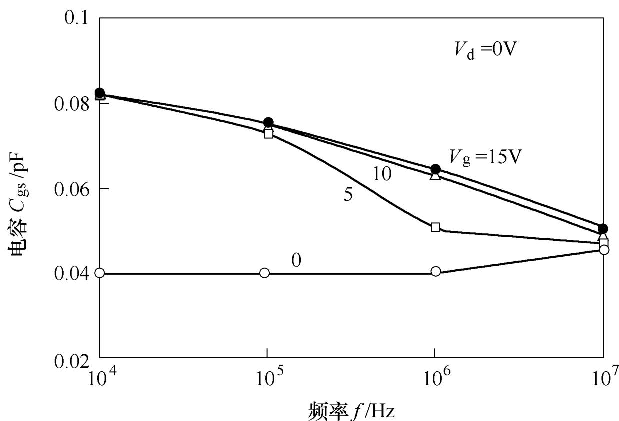


图 3-11　寄生电容和频率[13]的关系（随着频率的增加，栅电压的电容依赖性变小。TFT 和图 3-10 中的一样）

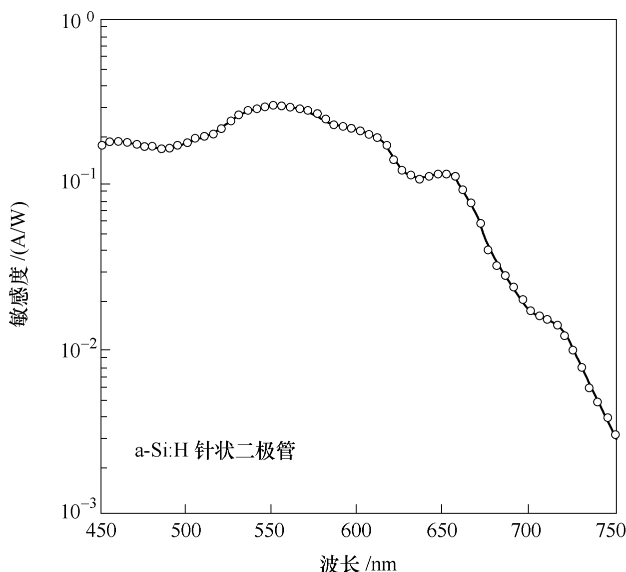


图 3-12　从覆盖 ITO[15] 透明电极的 p^+ a-Si∶H 层照射的 a-Si∶H pin 二极管的光谱响应（p，i，n 层的厚度分别是 20nm、550nm 和 30nm）

光电流给出如下：

$$I_{ph} \propto 1 - \exp(-\alpha t) \tag{3-14}$$

式中　α——a-Si∶H 的吸收系数；

t——薄膜的厚度。

在倒置偏转型 TFT 中为了减小光电流自然希望得到一个更薄的 a-Si∶H 薄膜。对于光直接从顶部照射的 TFT，由于光载流子的作用 a-Si∶H 厚度和 TFT 漏电流的光电流的关系如图 3-13 所示。可以观察到，对于薄膜厚度非线性的关系，这种非线性关系给出如下：

$$I_{ph} \propto t^{3.3} \tag{3-15}$$

由于线性关系来自于式（3-14），如过孔阻挡接触或者 n^+ a-Si∶H 层的其他因素，必须要考虑到来解释这种关系。

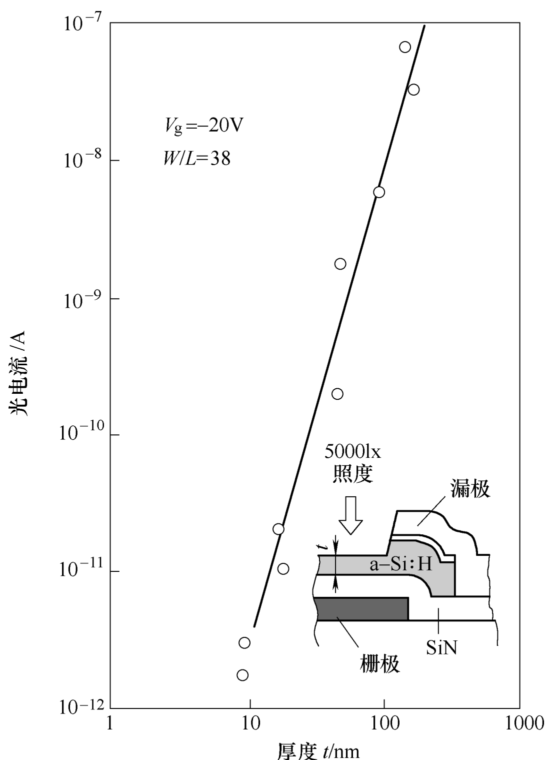


图 3-13 TFT（BCE）的光电流与 a-Si:H 层的关系
（对应于采用常用的直下式背光 5000lx 的照明）

3.3 阈值电压漂移

对于加到栅极的电压 a-Si:H TFT 的转移特性是不稳定的。如图 3-14 所示，这种不稳定性表明当栅极偏压为正时产生 I—V 特性的向右偏移；当栅极的偏压为负时向左偏移。这引起了阈值电压（V_t）的偏移。图 3-15 给出了一个这种偏移（ΔV_t）作为栅偏压函数的例子。V_t 偏移能够近似为 $\pm|V_g|^{\beta}$，β 取决于栅电压变化[18]范围 1～4。ΔV_t 主要取决于栅偏压，它随漏电压变化很小。图 3-15 的数据是在应力条件下得到的，其中源极和漏极接

地。退火工艺对于恢复 $I—V$ 特性常常很有效。因此，为了得到 ΔV_t 的数据同样的 TFT 被重复使用。通过在 200℃ 热处理 30 ~ 60min，转移特性返回到它们的起始曲线。

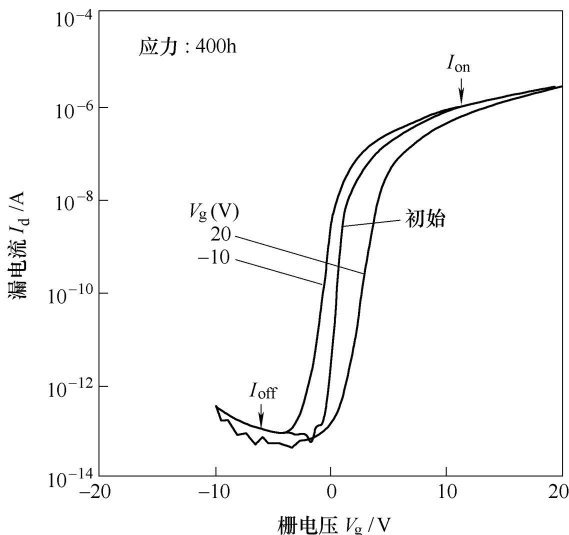


图 3-14　当正副应力电压施加在栅电极[18]上时 a-Si∶H 的转移特性曲线漂移（随着阈值电压的漂移，经常可以观察到漂移迁移率的降低）

ΔV_t 的经验公式是温度 T、时间 t 和栅电压 V_g 的函数，由下式给出：

$$\Delta V_t = A|V_g|^{\beta} t^{\gamma} \exp(-E_a/kT) \tag{3-16}$$

式中　E_a——活化能；

A、β、γ——常数。

图 3-16 所示为 ΔV_t 对于应力时间的关系。常数 β 比起其他的常数更多地取决于偏压的极性。对于正的偏压，β 的范围是 1 ~2，对于负的偏压 β 变大，范围为 3 ~4。常数 γ 从 0.3 变到 0.4，取决于器件常数和偏压的极性。活化能 E_a 的范围[10,18]为 0.2 ~0.3eV。

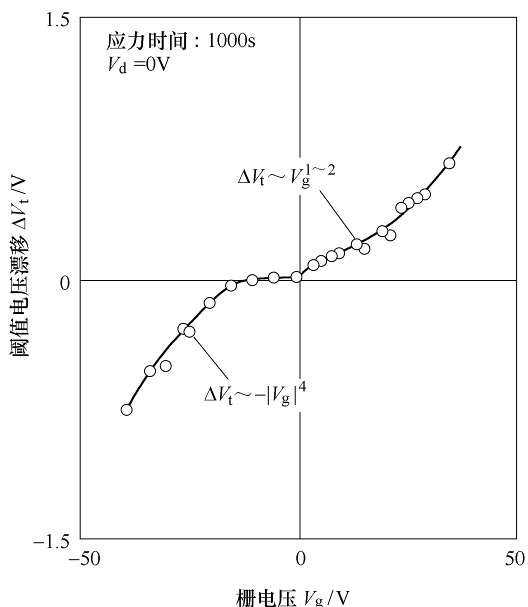


图 3-15　阈值电压漂移取决于施加在栅电极上应力电压的关系[18]（对于负电压应力而言，相关性更强）

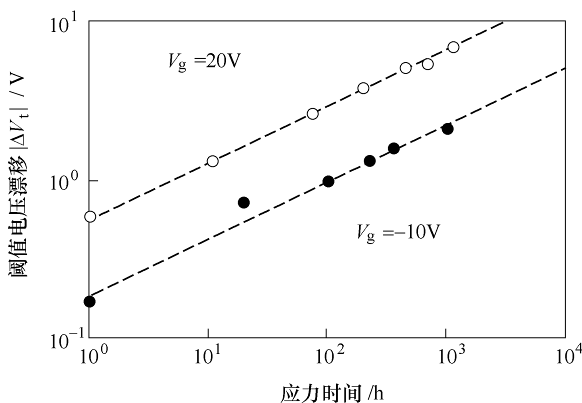


图 3-16　阈值电压漂移是应力施加时间的函数（对于正负电压应力相关性是一样的：当 $V_g = 20\text{V}$ 时，$\Delta V_t \propto t^{0.33}$；当 $V_g = -10\text{V}$ 时，$\Delta V_t \propto t^{0.34}$）

式（3-16）中的常数取决于沉积 a-Si:H 和栅绝缘体的条件。气体混合比例、射频功率、气体的压力和基板温度是要考虑的条件。这些条件对于 ΔV_t 的影响混合在一起，还没有通用的指导方法决定沉积条件。由于 SiN 的内应力很高（约为 10^9dyn㊀/cm^2）以及应力既可能是张应力也可能是压应力（见图 3-22），因此 SiN 沉积条件和 ΔV_t 之间的关系被研究过。对应最低的 ΔV_t 值漂移情况，无应力的条件不是必需的。化学计量成分（Si_3N_4）和 300℃的基板温度应优先考虑。

Powell 讨论了 ΔV_t 漂移的机理[10]，他从简单的类比到传统的 MOSFET，认为在 SiN 栅极的绝缘层中电荷捕获引起了这种偏移。这种看法受到具有富硅的 SiN 的稳定性小于具有化学计量的 SiN 的事实的支持。另外一个推测的机理是在非晶硅薄膜中由于形成偏移诱导的深层能级，ΔV_t 因此增加。由于在 SiN 和 a-Si 的界面附近形成沟道，这些捕获能级同这个界面有关系。不管怎样，这两个机理被认为在 ΔV_t 的出现中起一定的作用。高的栅偏压时，a-Si:H TFT 中的 ΔV_t 由于主要通过隧道效应 SiN 中的电荷捕获。另一方面，低栅偏压时的主要机理是在 a-Si:H 中或者在界面附近化学键的断裂，或者态的产生。

V_t 的研究是通过外部的灯照射一个样品来进行的[19,20]。ΔV_t 随着不断增加的亮度而增加提醒我们在主体 a-Si:H 中缺陷产生的动力学或者 Staebler-Wronski 效应[21]。在光流中缺陷产生的关系式给出如下[22]：

$$N_D \propto G^{0.6} t^{0.33} \tag{3-17}$$

式中　N_D——缺陷密度；

G——光照密度；

t——时间。

在式（3-17）中缺陷生成对于时间的依赖关系类似于图 3-16 中的 ΔV_t 的时间关系。但是由于光照而产生的载流子不能直接反

㊀　1dyn = 10^{-5}N。—译者注

应在 ΔV_t 中，如图 3-17[20] 所示，只有小的 V_t 漂移被观察到。光激发载流子分布在 a-Si:H 层中，没有在 a-Si:H/SiN 界面上积累。从图 3-18 所示的 a-Si:H 和 SiN 系统的能量图所看到的那样，没有偏压就没有电荷积累。但是，当栅极加偏压时，光照射的 TFT 中比非光照射的 TFT 中光载流子积累在 a-Si:H/SiN 界面导致了一个更大的 ΔV_t。

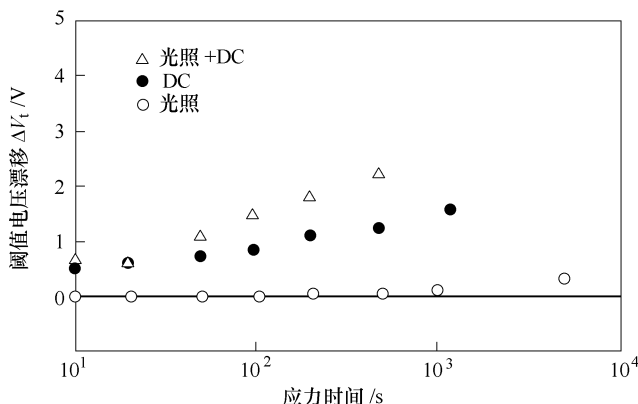


图 3-17　a-Si:H TFT 的阈值电压漂移（光照不会直接导致 V_t 漂移，但是施加栅偏压会导致偏移增加。TFT 在 1000 lx 下照射，$V_g = -30V$，$V_d = V_s = 0$）

TFT 的不稳定性和阈值电压行为在时间跨度为 10^3s 到一个月（2.6×10^6s）的范围内进行过研究。通过外推这个期间 ΔV_t 的行为可以估计 TFT 的寿命，但是很难预计 V_t 的漂移。因为只有一个月的数据，而漂移常常在几年的周期中发生，而且用在有源矩阵液晶显示器的 TFT 具有脉冲和双极性的工作模式。在 TFT/LCD 屏中，为了估计 TFT 的寿命，我们假定可以应用附加的定律，也就是总的阈值电压漂移是由于正的偏压和负的偏压引起的 V_t 漂移之和。但是当 TFT 以如上所示的脉冲模式驱动时，行为很复杂，估计它们的真实寿命很不容易。实际上，在 LCD 屏中 TFT 的寿命要长于从直流 V_t 漂移的数据估计的寿命。图 3-19 给出了一个 LCD 屏 TFT 能够达到的长寿命例子。在这个例子

中 LCD/TFT 屏假定为 VGA 显示精度的监控器，其帧速率为 60Hz。在这个图中，ΔV_t 明显饱和，表示真实寿命比用直流数据预测的寿命要长（见图 3-16）。这是由许多原因造成的：①正负偏移相互抵偿的倾向；②ΔV_t 的频率依赖性；③ΔV_t 依赖于开关比。

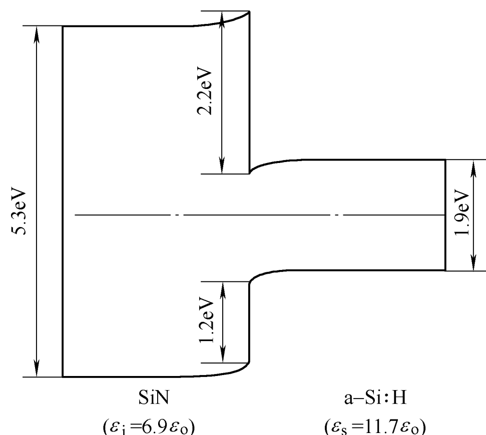


图 3-18　a-Si:H/SiN 体系的能带图(在 –2V 的平带电压下界面处频带偏移)

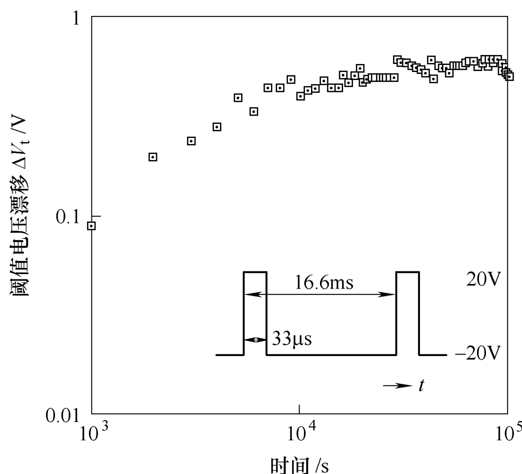


图 3-19　a-Si:H TFT 的阈值电压作为工作时间的函数(栅电压偏置 –20V 补偿脉冲偏压 20V。脉冲宽度和重复周期分别固定在 33μs 和 16. 6ms 上)

ΔV_t 对于电压脉冲频率的依赖性如图 3-20 所示。当 TFT 用正偏压脉冲驱动时，ΔV_t 随频率变化很小。但是当偏压为负值时，ΔV_t 随电压脉冲频率增加而减小。而且如图 3-21 所示，ΔV_t 被发现取决于脉冲电压的负荷比。在试验中总的应力时间保持恒定值。值得注意的是在负偏压时负荷比从100% 变化到99% 在

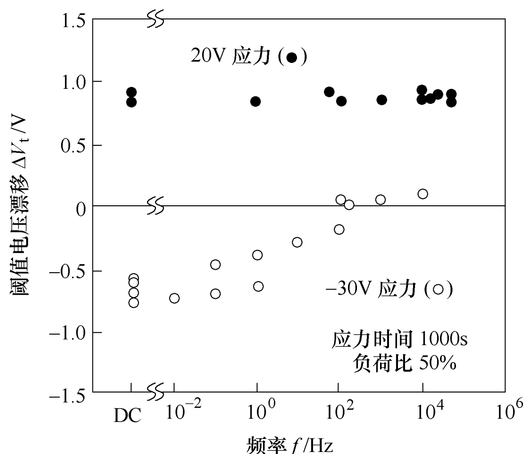


图 3-20　阈值电压作为脉冲电压频率的函数

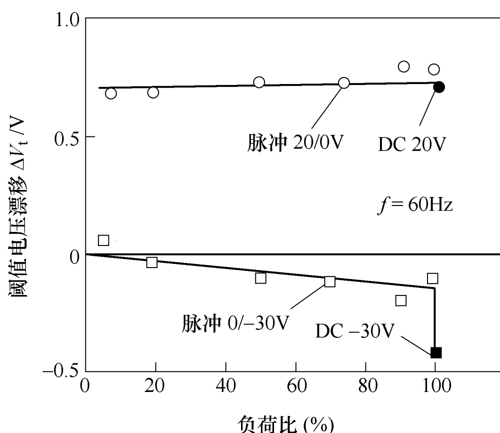


图 3-21　阈值电压偏移对施加在栅极上的脉冲电压的负荷比的依赖性[23]
（脉冲频率是 60Hz，对于所有的数据点应力时间保持恒定）

ΔV_t 产生一个跳跃。脉冲模式的 ΔV_t 比直流模式的要小[33]。这些结果可以用等效电路模型进行解释。在脉冲或者在交流模式中，当栅电压加到 TFT 上，电压为 SiN 和 a-Si:H 层的 RC 电路分开。结果加到栅绝缘体的有效电压或者加到 SiN/a-Si:H 的电场取决于交流脉冲的频率。

3.4　有关工艺问题

本节将描述 a-Si:H TFT 工艺的相关内容。图 3-4a 所示的背沟道刻蚀（BCE）型 TFT 按照如下方法制造：先在基板温度 150℃和氩气压力约 1mTorr 的条件下沉积 Cr。然后通过光刻形成图形，再用硝酸氨尿铈湿刻形成电极。用 p-CVD 系统形成三层非晶材料：氮化硅、本征非晶硅和 n 型（磷掺杂的）非晶硅。n 型 a-Si:H 扮演着本征非晶硅欧姆接触层的角色。为了沉积本征 a-Si:H 层，按照膜层的标准要求在基板加热至 250 ~ 350℃时在反应腔体内冲入硅烷（SH_4）和稀氢气。气体压力通常为 0.5 ~ 1Torr，气体在射频（13.56MHz）激发态等离子体中分解形成 a-Si:H 薄膜。为了沉积 n 型 a-Si:H 层，用氢气稀释的磷烷（PH_3）气体被添加到硅烷中。

为了沉积氮化硅，硅烷、氮气和氨气混合导入 CVD 腔体。气流的配比按照合成形态、膜层内部应力、绝缘特性和 SiN 与 a-Si:H 的界面特性决定。这些性能依然依赖于温度、压力和等离子激发的射频功率。图 3-22 给出了一个例子：SiN 薄膜的射频功率依赖性[24]。膜层在氨气、硅烷和氢气的混合气体下沉积。用 SF_6 或 CF_4 可以干刻 a-Si:H 和 SiN。

CHP TFT（见图 3-4b）与 BCE TFT 制造方法的不同之处在于用沉积 SiN/a-Si:H/SiN 的膜层结构代替了 SiN/a-Si:H/ a-Si:H (n^+) 的膜层结构。为了定义沟道长度，SiN 沟道钝化层通过光刻方法成型。然后，沉积了一层薄的 n^+ a-Si:H，定义了非晶硅岛。按照上述方法形成源漏电极，用这些电极作为掩膜板刻蚀掉 n^+ 层顶部的钝化层。

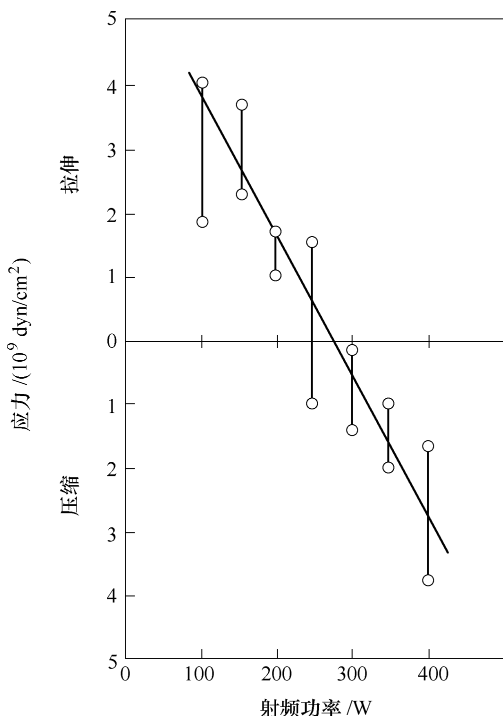


图 3-22　SiN 薄膜的内部应力对射频功率的依赖关系被应用在电容电极上[24]（沉积条件为：SiH_4 = 15sccm、NH_3 = 90sccm、H_2 = 200sccm、阴极面积 = 900cm^2、压力 = 1Torr、T_{sub} = 300℃）

在 CHP TFT 中，当 SiN 表面暴露出来后，n^+ a-Si:H 的刻蚀会自动停止。因此，控制刻蚀时间就不那么关键了。但是在 BCE TFT 中，为了将 n^+ 层全部刻蚀干净并且刻蚀到非晶硅层的内部，刻蚀时间必须足够长。结果就是，i 层不能做得和 CHP TFT 一样薄。CHP TFT 的优点就是由于 a-Si:H 光照导致的漏电流可以通过将本征层做薄来减小。器件的均匀性是另一个特点，但是寄生电容由于 a-Si:H 很薄变得相当大。BCE TFT 的优点是制作工序比 CHP TFT 少。

许多种栅极金属和栅绝缘层被用来制造 TFT。栅极金属材料包括 Cr[25]、Ta[26]、Mo[27]、Mo-Ta[28] 和 Al[29] 等，栅绝缘层包括 SiN、SiO_x、Ta_2O_5[26]、$MoTaO_x$[28] 和 Al_2O_3[29] 等，以及这些材料的组合。这些绝缘层的沉积通过 p-CVD（SiN 和 SiO_x）、磁控溅射（SiO_x 和 TaO_x）或阳极氧化（Ta_2O_5 和 Al_2O_3）。像 Ta_2O_5/SiN 和 Al_2O_3/SiN 的堆栈结构对于栅绝缘层特别重要。在这些结构中，Ta 或 Al 金属通过阳极氧化法形成 Ta_2O_5 或 Al_2O_3，然后 SiN 在这些氧化层上沉积。为了确保 a-Si:H 与栅绝缘层之间的优异界面特性并且获得好的绝缘性能，SiN 层是必不可少的。推荐采用堆栈层系统，因为它是通过湿刻和干刻工艺制备的。这种组合对于降低整个栅绝缘层体系的缺陷密度和用获得好的氧化膜覆盖金属的台阶覆盖性居功至伟。

图 3-23 给出了采用各种绝缘层的电流—电压特性曲线。Al_2O_3 的漏电流水平远低于 Ta_2O_5，并可以和 SiN 相媲美。它约为 7×10^6 V/cm 的击穿电场强度依然可以和 SiN 相媲美。Ta_2O_5 作为金属间夹层（金属—绝缘层—金属，MIM）的 *I*—*V* 特性由下式给出：

$$I=\alpha V\exp(\beta V^{1/2}) \tag{3-18}$$

式中　α 和 β——和材料与几何结构相关的系数。

Poole-Frenkel 电流表达式如下：

$$J\propto E\exp\{-e[\phi-(eE/\pi\varepsilon_i)^{1/2}]/kT\} \tag{3-19}$$

式中　J——电流密度；
E——绝缘层中的电场；
ϕ——接触势垒；
e——电子电荷；
ε_i——绝缘层的介电常数；
k——玻尔兹曼常量；
T——绝对温度。

用 Ta_2O_5 制备的 MIM 二极管也用于 LCD 屏的寻址。

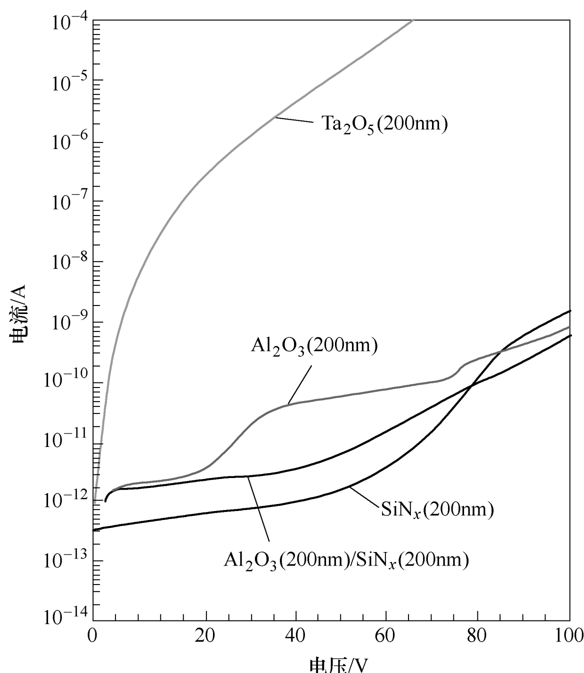


图 3-23　各种绝缘层的电流—电压特性曲线[29]（所有样本的面积都是 $1mm^2$，Al_2O_3 的击穿电压约为 150V，相应于约为 7×10^6V/cm 的电场）

3.4.1　铝栅极 TFT

如 2.3.3 节所讨论的那样，必须用低电阻金属作为栅极配线来降低 TFT/LCD 屏的栅延迟。从表 3-1 中可以看出，铝是低电阻金属。它是 LSI 广泛使用的金属配线，自然也就成了栅电极的选择。阳极氧化技术是开发铝栅极 TFT 的关键，如图 3-24[29] 所示。Al_2O_3 是通过阳极氧化铝，形成绝缘特性可以与氮化硅相媲美的致密膜层。

表 3-1　各种金属的详细电阻率

金属	电阻率/μΩ · cm	阳极极化
Cu	2	×
Al	3	○
Cr	55	×
Ta	180	○

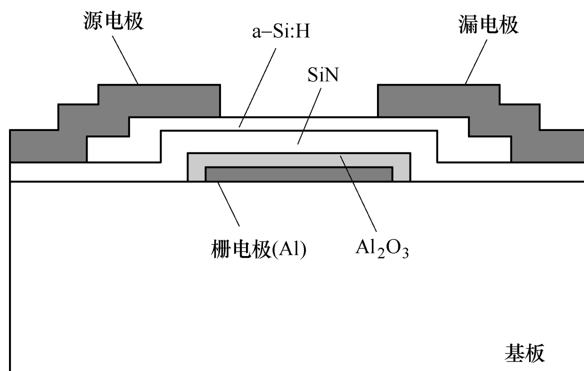


图 3-24　铝栅极 a-Si∶H TFT 的截面图（栅绝缘层由氮化硅和氧化铝构成。Al_2O_3 的相对介电常数（ =9. 2）比 SiN（ =6. 9）要高，可以预期具有高的跨导）

Al_2O_3 的另一个特点是可以阻止小丘（hillock）和晶须（whisker）的形成。铝在热处理或者被薄膜层覆盖时有长出小丘和晶须的趋势，比如说，如果氮化硅薄膜直接沉积在铝上，金属表面就会由于形成了很多小丘而变得粗糙。SiN 膜层内部的应力加速了这种形成过程，但是如果 SiN 薄膜沉积在经过阳极氧化处理过的铝表面，就不会长出小丘，并且 SiN 表面保持平整。氧化铝还能帮助抑制缺陷——据称 Al 表面的 SiN/ Al_2O_3 堆栈结构的缺陷密度要比铬电极表面单一 SiN 层低几倍。栅绝缘层的低缺陷密度直接对降低 TFT 的故障很有帮助，这也导致了 TFT/LCD 的

更高良品率。

图 3-25a 给出了阳极氧化法的原理。Al 连接着直流电源的阳极，Pt 连接着阴极。这些电极浸没在溶液中，Al 在恒定电流模式中氧化。在这个模式中，如图 3-25b 所示，电压穿过氧化膜线性增加。电化学反应方程如下：



$$2Al + 3H_2O \rightarrow Al_2O_3 + 6H^+ + 6e^-$$

溶液成分包括乙二醇和酒石酸。经过一个固定的时间间隔后，氧化反应变成了恒定电压模式，以至于电流迅速消失，接近于零。Al_2O_3 的厚度是由恒定电压模式的施加电压决定的，比例因子是 1.4nm/V，氧化时间是和恒电流模式的电流成反比的一个比例。由于氧化铝的厚度仅仅取决于最大电压，整个表面膜厚的均匀性好于 ±0.5%，这对制造 TFT/LCD 屏的稳定性和均匀性贡献很大。在像 CVD 这样的干法工艺中，均匀性和这个是一个数量级的，甚至还没有这个好。

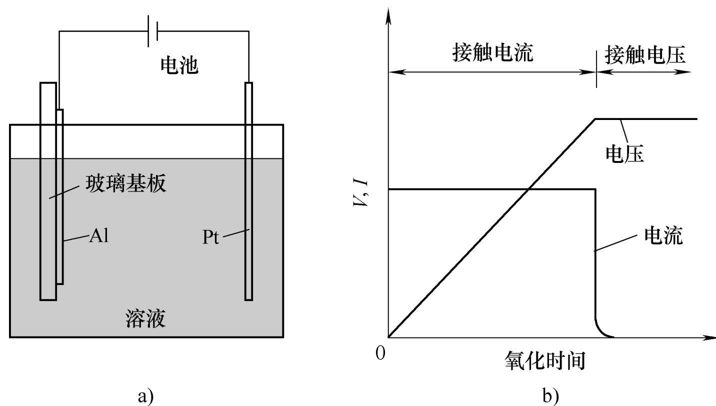


图 3-25 氧化膜应用了 80% 的规则，例如薄膜的击穿电压大约等于最终氧化电压乘以 0.8

a）阳极氧化系统 b）表明电压与电流随时间变化的工作模式

3.4.2 自对位工艺

TFT 的自对位工艺利用了玻璃基板透明的特点。自对位工艺

是通过在基板下方照射强光实现的。一般来说，自对位对于减小器件尺寸是很重要的，这种方法也应用在小器件尺寸和需要减少工艺冗余以获得高像素开口率的 TFT/LCD 屏的 TFT 制造中。但是，在 TFT 制造中自对位最重要的方面是减少寄生电容。

在自对位 TFT 制造中，器件从基板背面和正面接受 UV 光照射。当光从玻璃基板背面照射时，栅电极图形起着掩膜板的作用，当光从玻璃正面照射时，应用普通的光刻掩膜板。从背面照射的一小部分光被 a-Si∶H 层吸收。但是在 CHP TFT 中，自对位技术非常重要，因为 CHP 具有大的寄生电容，非晶硅层一般很薄，而且 UV 光的吸收不是一个很严重的问题。对于 a-Si∶H TFT 的自对位工艺如图 3-26[31] 所示。Lift-off 技术被用来制备 TFT，在栅极和源漏电极间没有交叠。为了得到好的欧姆接触，在电极间保持 1～2μm 的交叠是必需的。由于没有交叠（也没有间隙），漏电流比全注入降低了大约 10%。在电极间有 1μm 的间隙时，漏电流比下降得更多，降低至全交叠时的 10% 以下。因此，在自对位工艺中，连续精确、均匀和再现地制备交叠是很重要的。这个交叠的长度取决于欧姆接触层的掺杂深度。如果掺杂深度增加，交叠长度可以减少。出于这个目的，一些方案被采用了，例如利用离子注入技术[32] 和微晶硅技术。

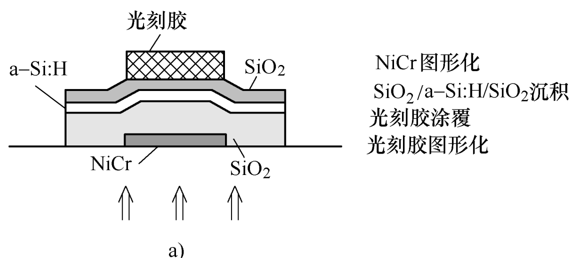


图 3-26　自对位工艺步骤[31]（这里展示的 lift-off 技术并不总是制造自对位 TFT 所必需的）

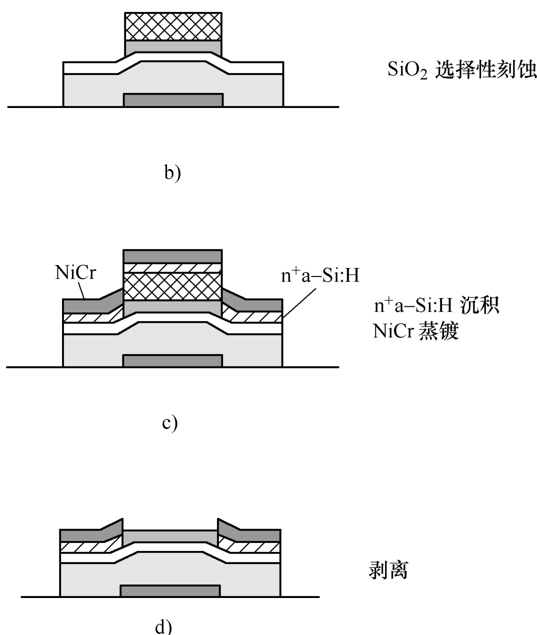


图 3-26　自对位工艺步骤[31]（这里展示的 lift-off 技术并不总是制造自对位 TFT 所必需的）（续）

3.5　a-Si∶H TFT 的计算机模拟

3.2 节所述的分析模型提供了一个很好的 a-Si∶H TFT 电学特性描述。但是为了更加精确地模拟 TFT 的行为，很有必要将电子在能隙的局部区域的捕获效应和在交错电极 TFT 结构中载流子穿越 a-Si∶H 的本征非晶硅层效应考虑进来。一个合并了这些效应的晶体硅模型的改进版本被基于通用三维晶体硅器件模拟器的二维 a-Si∶H TFT 模拟器[33]模拟。

在模拟中使用的器件结构如图 3-27 所示。在 a-Si∶H 区域的整体电子密度 n 由导带电子密度 n_c 和捕获电子密度 n_T 组成（$n=n_c+n_T$）。空穴的密度被忽略了，因为 n^+ a-Si∶H 区域阻挡了空穴的注入，而且空穴的迁移率非常低。据推测，这些电子的能

量分布是由间隙内广延态和局部态间的频繁电子迁移导致的准热平衡状态决定的。准费米能级是由玻尔兹曼分布函数得出的，即

$$n_c = N_c kT\exp[(-E_c + E_F)/kT] \tag{3-20}$$

式中　n_c——在导带边缘（迁移率边缘）的有效态密度；

k——玻尔兹曼常量；

T——绝对温度；

E_c——导带边缘能量；

E_F——费米能级。

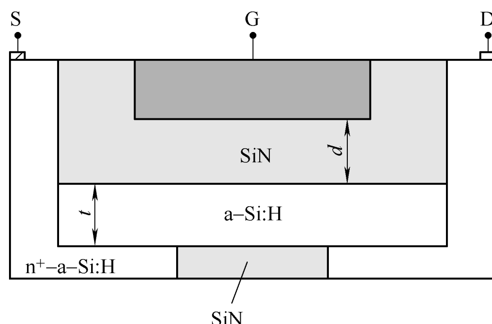


图 3-27　用于器件模拟的 TFT 结构（由于 n^+ a-Si∶H 电阻系列足够小以至于不会影响器件特性，源漏电极并没有在这里给出。我们假设栅极是由铬制备的，钝化层是由 SiN 制备的）

捕获电子密度 n_T 由 Fermi-Dirac 分布得出，即

$$n_T = \int_{E_v}^{E_c} N(E)\mathrm{d}E/\{1 + \exp[(E - E_F)/kT]\} \tag{3-21}$$

式中　E_v——价带边缘能量；

$N(E)$——能隙内局部态密度。

从式（3-20）和式（3-21）中看出，n_c 和 n_T 是 E_F 的函数，因此 n_T 可以被认作是 n_c 的函数，即

$$n_T = f(n_c) \tag{3-22}$$

在 a-Si∶H 区域，泊松（Poisson）方程给出如下：

$$\varepsilon_s \Delta\Psi = e(n_c + n_T - N_D) \tag{3-23}$$

式中 Ψ——静电位；

ε_s——a-Si:H 的介电常数；

e——电子电荷；

N_D——有效施主密度。

电流连续性方程如下：

$$\nabla J_n = 0 \tag{3-24}$$

$$J_n = \mu_n kT\exp(e\psi/kT)\nabla[n_c\exp(-e\psi/kT)] \tag{3-25}$$

式中 J_n——电子电流密度；

μ_n——电子迁移率。

绝缘体的电位用拉普拉斯（Laplace）方程描述，高斯定律（Gauss′s law）为内部接口提供边界条件。假设热平衡和电中性时，Dirichlet 状态适用于电极表面，而 Neumann 状态适用于其他表面。式（3-23）、式（3-24）和式（3-25）是 a-Si:H TFT 稳定态分析的基本方程。有限差分方法被用于将这些方程转换为离散的形式，在超级计算机上用牛顿迭代方法（Newton′s iterative method）进行求解。

例如假设 a-Si:H 厚度 t 为 0.3μm，栅绝缘层（SiN）厚度 d 是 0.3μm，栅长度是 20μm，沟道长度（源极和漏极间距）是 13μm。栅极和源漏电极（栅极和漏极之间）的交叠是 3.5μm。n^+ 层的有效施主密度 N_d 假设为 $10^{21}\ \mathrm{cm^{-3}}$，这对于避免系列电阻效应是足够高的了。a-Si:H 和 SiN 的标准介电常数分别假设为 11.7 和 7。

局部态密度分布 $N(E)$ 是从图 3-28 所示 a-Si:H/SiN/金属电容的 C—V 测量结果中获得的（假设平带电压 $V_{FB} = -2\mathrm{V}$）。这个函数是下述指数函数线性组合的表示：

$$N(E) = N_C\exp[(E-E_C)/D] + N_P\exp[-(E-E_P)/D_1]\ (E>E_P) \tag{3-26}$$

$$= N_P\exp[-(E_P-E)/D_2]\ (E<E_P) \tag{3-27}$$

式中 E_C——导带边缘能量；

E_P——图 3-28 中的亚峰；

D、D_1 和 D_2——特征能量；

N_C 和 N_P——特征态密度。

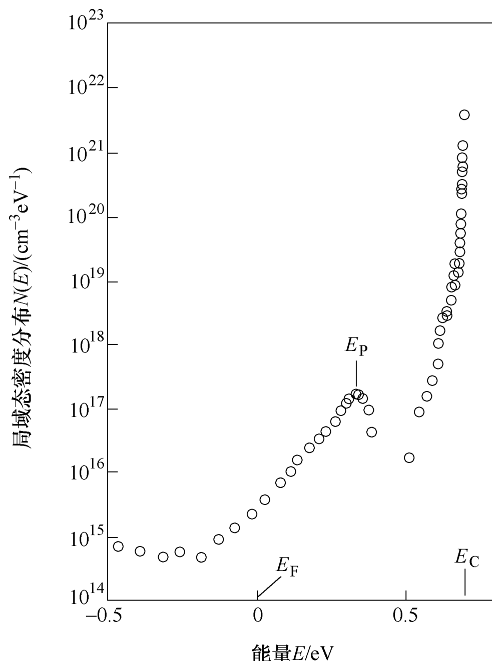


图 3-28　从 a-Si:H/SiN/金属电容的准静态 C—V 测量（电压扫描频率：0.2V/s）获得的局域态密度分布（初始能量被作为 a-Si:H 平衡态的费米能级。E_C 和 E_P 表示导带边缘和隙态的亚峰能量）

数据匹配给了我们这些参数的值：$D=24.7\text{meV}$，$D_1=50\text{meV}$，$D_2=56\text{meV}$，$N_C=1.7\times10^{21}\ \text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$，$N_P=1.9\times10^{17}\ \text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}$，$E_C-E_P=0.46\text{eV}$。在能量远低于 E_P 峰的态密度的细节结构不予考虑，因为它对器件特性的效果是可以忽略的。对于由式（3-26）和式（3-27）给出的局域态密度来说，n_T 和 n_C 之间的关系如图 3-29 被计算出来。因为 n_C 大于 $10^{16}\ \text{cm}^{-3}$，n_C 和 n_T 的比例接近，大约比 n_T 小 20 倍。

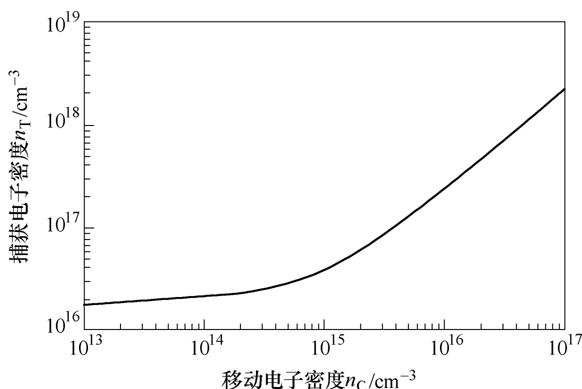


图 3-29　捕获电子密度 n_T 和移动电子密度 n_C 的关系（局部态密度如图 3-28 所示，在导带边缘的有效态密度假设为 $1.7\times10^{21}\ \mathrm{cm^{-3}eV^{-1}}$）

按照上述数值计算出的传输特性曲线与实测值的对比如图 3-30 所示。拟合的吻合程度超过 5 个数量级。假设在迁移率上限的电子迁移率为 7cm^2/Vs，计算和实验实测的输出特性如图 3-31 所示。吻合程度有一次足够好，乃至足以模拟在低漏电压下的轻度密集特性。密集特性当由于 a-Si∶H 层变厚导致的系列电阻增加时变得更加突出。阈值电压 V_t 对温度依赖性的模拟结果依然和实测值相吻合，如图 3-32 所示。阈值电压定义为 $I_d{}^{1/2}$ 与 V_g 特性曲线的外推。

模拟提供了关于 a-Si∶H TFT 特性更深一步的信息。其中一个例子是 C—V 特性。栅极与源极之间的电容特性和源极与漏极之间的大不相同。为了确立栅极电容，栅极电荷 Q_g 计算如下（Gauss's law）：

$$Q_g = \varepsilon_i \iint E_n \mathrm{d}s \tag{3-28}$$

式中　E_n——在栅极表面与整体经过栅电极表面电场的整体的电场常规组成部分。

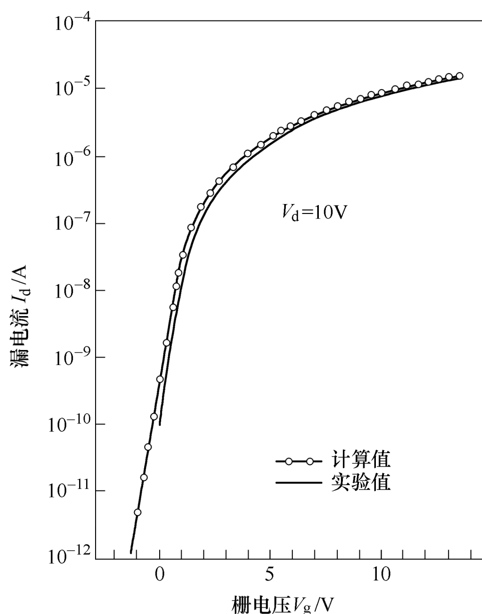


图 3-30　a-Si:H TFT 的传输特性计算值和实测值的对比[33]（沟道宽度为 455μm）

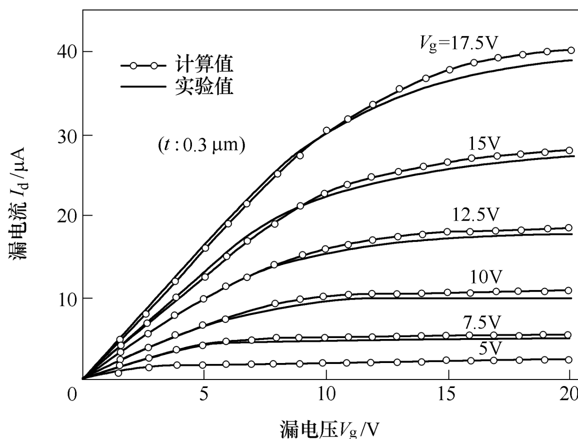


图 3-31　输出特性计算值和实测值的对比[33][a-Si:H 层相当厚(0. 3μm)，轻度密集特性在低漏电压时可见。当输出特性用 a-Si:H 层厚度 0. 4μm 计算时，密集特性变得更加显著，这也和实验结果相吻合]

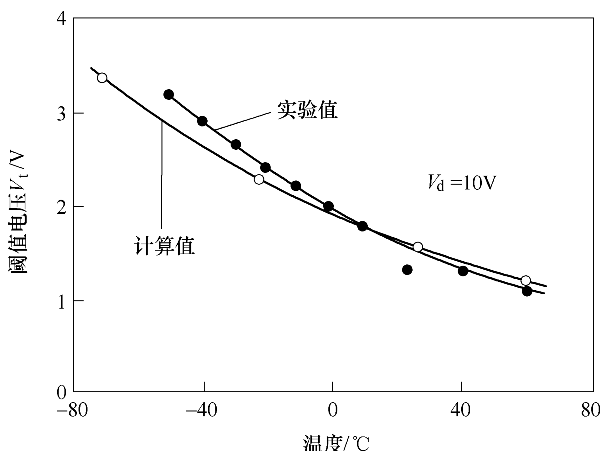


图 3-32　a-Si：H TFT 的阈值电压温度依赖性（计算结果和实验实测结果很好地吻合）

Q_g 的增量分成了由漏—栅（源—栅）电容给出的增量 ΔV_d（ΔV_s），结果如图 3-33 和图 3-34 所示。在图 3-33 中，C_{gs}曲线在

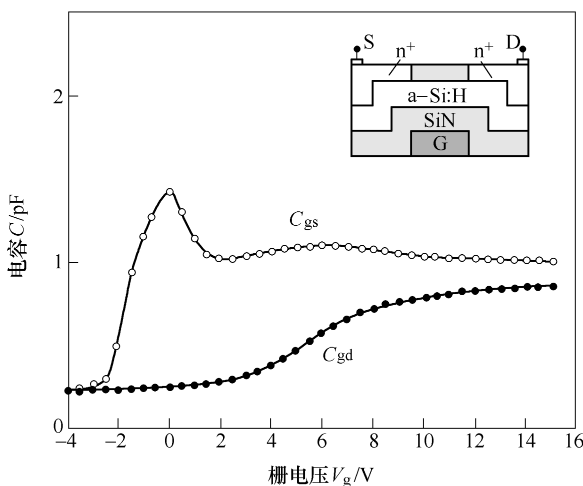


图 3-33　栅—源和栅—漏电容作为栅电压的函数（在这个模拟中所使用的器件结构如插图所示。这个结构比图 3-27 更接近于真实器件。C—V 电容对各层截面的形貌更加敏感。漏电压为 5V）

$V_g = 0V$ 时有一个驼峰，这个与图 3-28 中的局部态密度的亚峰有关。如果亚峰密度是测量值（$1.9 \times 10^{16}\ cm^{-3}eV^{-1}$）的 1/10，带入到计算中，$C—V$ 特性曲线的驼峰就消失了。a-Si:H/SiN/金属电容器的初始 $C—V$ 特性曲线给出了图 3-28 中的局部态密度，依然会有一个如图 3-33 所示的不容易注意到的驼峰结构。

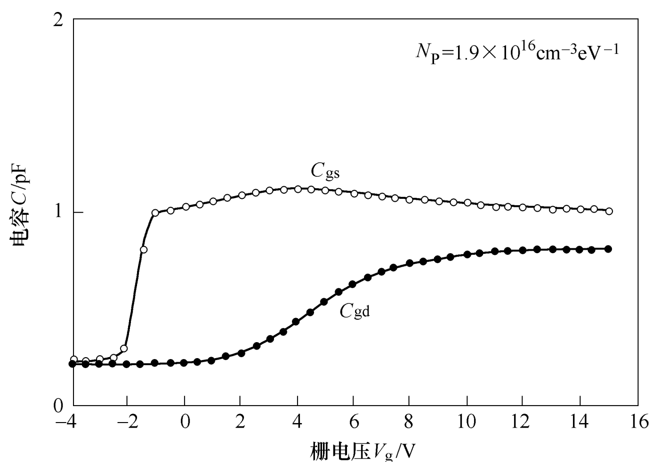


图 3-34　栅—源和栅—漏电容作为栅电压的函数（与图 3-33 的不同在于图 3-28 中的亚峰密度 N_P 降低到实测值的 1/10。（$N_P = 1.9 \times 10^{16}\ cm^{-3}eV^{-1}$）。图 3-33 中出现的驼峰几乎完全消失了）

a-Si:H TFT 与 MOSFET 的不同在于载流子（电子）在源—漏极的截面穿过半导体层。模拟结果显示电流被很好地限制在了“源通道”和“漏通道”（见图 3-35）中，它们是载流子穿过 a-Si:H 层的通道。在这些通道中的电位分布很像在真空管或高阻半导体中的空间电荷限制。

空间电荷限制电流推导如下，我们假设电压 V 穿过 a-Si:H 层的厚度 t 施加，那么穿过 a-Si:H 层的电场 E 由泊松方程（Poisson's equation）描述：

$$\varepsilon_s dE/dy = -en_T = -er_1 n_C \tag{3-29}$$

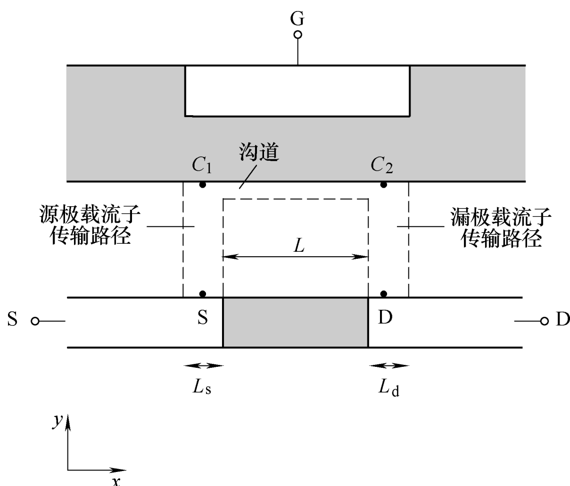


图 3-35　a-Si:H TFT 的截面（从源极注入的载流子穿过了作为源—漏极通道的 a-Si:H 层）

其中，空间电荷通过捕获电子近似，r_1 是 n_T/n_C 的比例因子。电流密度 J 给出如下：

$$J = -en_C\mu_n E \tag{3-30}$$

忽视了扩散电流。考虑到电流密度是关于 y 的常数，我们得到

$$dE/dy = r_1 J/(\varepsilon_s \mu_n E) \tag{3-31}$$

积分式（3-31），我们得到

$$J = 9\varepsilon_s \mu_n/(8r_1 t^3)V^2 \tag{3-32}$$

源通道和漏通道的电流给出如下：

$$I = 9\varepsilon_s \mu_n W L_s(8r_1 t^3)V_{C_1}^2 \tag{3-33}$$

$$I = 9\varepsilon_s \mu_n W L_d(8r_1 t^3)(V_d - V_{C_2})^2 \tag{3-34}$$

式中　W——沟道宽度；

L_s 和 L_d——元通道和漏通道的有效重叠长度；

V_{C_1} 和 V_{C_2}——分别相对于源—漏电极在 a-Si:H 层两端的沟道电位。

通过使用渐进沟道近似法，沟道电流可以表达如下：

$$I = \mu_n \varepsilon_i W/(r_0 \mathrm{d}L)[V_g - V_t - (V_{C_1} + V_{C_2})/2](V_{C_2} - V_{C_1}) \quad (3\text{-}35)$$

式中　ε_i——SiN 的介电常数；

V_t——阈值电压；

L——沟道长度；

r_0——沟道中 n_T/n_C 的近似比例因子，这个比例因子和源—漏通道的比例因子 r_1 不一样。

从式（3-33）、式（3-34）和式（3-35）再加上假设 $L_s = L_d$（$= L_{ov}$），对于漏电流的方程可以获得：

$$I_d = \mu_n \varepsilon_i W/(r_0 dL)(V_g - V_t - V_d/2)\left(\sqrt{V_d + V_0} - \sqrt{V_0}\right)^2 \quad (3\text{-}36)$$

式中

$$V_0 = (8/9)(r_1/r_0)(\varepsilon_i/\varepsilon_s)(t^3/dLL_{ov})(V_g - V_t - V_d/2)$$

这个分析模型是通过计算机严格计算好的近似。a-Si:H 的厚度效应包含在式（3-36）中的 V_0 里。它修改了 TFT 特性，导致与共平面 TFT 模型相背离，一个例子就是如图 3-31 所示的密集特性。

另一个例子如图 3-36 所示，其中逆增益因子 $1/\beta$（$= L/\mu_n C_i W$）被绘制成沟道长度 L（图 3-35 中源—漏极的间距）的函数。如果保持沟道长度和增益因子的关系，外推数据应该和原始图像相重合。但是一个明显的偏差可以被观察到，这可以用 t 效应来解释。简单分析可以推导出寄生沟道长度 δL，例如表面沟道长度用 $L + \delta L$ 给出。δL 由下式给出[34]：

$$\delta L = L\left[(C/2) + \sqrt{2C}\right] \quad (3\text{-}37)$$

式中

$$C = (8/9)(r_1/r_0)(\varepsilon_i/\varepsilon_s)(t^3/dLL_{ov})$$

将值 $L = 12.4\mu m$、$L_{ov} = 3.8\mu m$、$\varepsilon_i/d = 18.5 nF/cm^2$、$\varepsilon_s = 10.5\varepsilon_0$、$r_0 = 30$ 和 $r_1 = 180$ 带入，经计算，分别对应于 a-Si:H 厚度 $0.5\mu m$ 和 $1.0\mu m$，δL 分别等于 $2.7\mu m$ 和 $8.4\mu m$。这些值和实

验结果很好地吻合。

当有效沟道长度减小和 a-Si:H 厚度增加时，除非经过了更正，有效迁移率将变低。观测到的场效应迁移率 μ_{obs} 给出如下：

$$\mu_{obs}/\mu_n = L/(L+\delta L) \tag{3-38}$$

从式（3-37）和式（3-38）可以得到

$$\mu_n/\mu_{obs} = [1+(C/2)^{1/2}]^2 \tag{3-39}$$

在式（3-39）中的迁移率 μ_n 对应于沟道中迁移率的漂移，而 μ_{obs} 是将所谓寄生沟道长度列入考虑的迁移率。从式（3-38）中计算得到的迁移率是个和沟道长度无关的常数。迁移率 μ_{obs} 比 μ_n 要小，当沟道长度减小和膜厚增加时差异就更加明显。

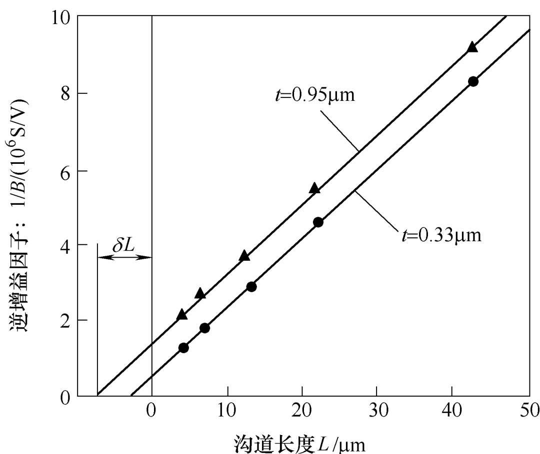


图 3-36　逆增益因子和沟道长度的关系[34]（由于交错电极 TFT 的源通道和漏通道，有效沟道长度变得比沟道长度还要大）

第 3 章参考文献

1. Weimer, P.K. (1961). An evaporated thin-film triode. In *Proceedings of the IRE-AIEE Solid State Device Research Conference* (Stanford, California, 1961).
2. Weimer, P.K. (1962). The TFT – a new thin-film transistor. *Proc. IRE*, 50, 1462–1469.

3. Brody, T.P., Asars, J.A., and Dixon, G.D. (1973). A 6 × 6 inch 20 lines-per-inch liquid-crystal display panel. *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-20, 995–1001.
4. Luo, F-C., Hester, W.A., and Brody, T.P. (1978). Alphanumeric and video performance of a 6″ × 6″ 30 lines-per-inch thin-film transistor liquid-crystal display panel. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (San Francisco, 1978). California: SID.
5. LeComber, P. G., Spear, W.E., and Gaith, A. (1978). Amorphous-silicon field-effect device and possible application. *Electronics Letters*, 15, 179–181.
6. Snell, A.J., Mackenzie, K.D., Spear, W.E., and LeComber, P.G. (1981). Application of amorphous silicon field effect transistors in addressable liquid-crystal display panels. *Applied Physics*, 24, 357–362.
7. Spear, W.E., and LeComber, P.G. (1972). Investigation of the localized state distribution in amorphous Si films. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 8–10, 727–738.
8. Okubo, Y., Nakagiri, T., Osada, Y., Sugata, M., Kitahara, N., and Hatanaka, K. (1982). Large-scale LCDs addressed by a-Si TFT array. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (San Diego, 1982). California: SID.
9. Sze, S.M. (1969). *Physics of Semiconductor Devices*, pp. 567–573. New York: Wiley-Interscience.
10. Powell, M.J. (1983). Charge trapping instabilities in amorphous silicon–silicon nitride thin-film transistors. *Applied Physics Letters*, 43, 597–599.
11. Lustig, N. and Kanicki, J. (1989). Gate dielectric and contact effects in hydrogenated amorphous silicon–silicon nitride thin-film transistors, *Journal of Applied Physics*, 65, 3951–3955.
12. Ohta, M., Tsumura, M., Ohida, J., Ohwada, J., and Suzuki, K. (1992). Active matrix network simulator considering non-linear C-V characteristics of TFTs intrinsic capacitances. In *Proceedings of the 12th International Display Research Conference* (Hiroshima, 1992), pp. 431–434. California: SID.
13. Nakazato, M., and Higuchi, T. (1992). Capacitance-voltage characteristics of a-Si TFTs. In *Proceedings of the 12th International Display Research Conference* (Hiroshima, 1992), pp. 439–442. California: SID.
14. Carlson, D.E. and Wronski, C.R. (1976). Amorphous silicon solar cell. *Applied Physics Letters*, 28, 671–673.
15. Yamamoto, H., Baji, T., Matsumaru, H., Tanaka, Y., Seki, K., Tsukada, T., *et al.* (1983). High speed contact type linear sensor array using a -Si pin diodes. In *Extended Abstracts of the 15th Conference on Solid State Devices and Materials* (Tokyo, 1983), pp. 205–208. Tokyo: The Japan Society of Applied Physics.
16. Shimizu, I., Komatsu, T., Saito, K., and Inoue, E. (1980). a-Si thin film as a photo-receptor for electrophotography. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 35 & 36, 773–778.
17. Sasano, A. Unpublished work.

18. Kaneko, Y., Sasano, A., Tsukada, T., Oritsuki, R., and Suzuki, K. (1986). Improved reliability in amorphous silicon thin-film transistors. In *Extended Abstracts of the 18th International Conference on Solid State Devices and Materials* (Tokyo, 1986). pp.669–702. Tokyo: The Japan Society of Applied Physics.
19. Katayama, M., Morimoto, H., Yasuda, S., Takamatu, T., Tanaka, H., Hijikigawa, M. (1988). High-resolution full-color LCDs addressed by double-layerd gate-insulator a-Si TFTs. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Anaheim, 1988), pp. 310–313. California :SID
20. Kaneko, Y. Unpublished work.
21. Staebler, D. L. and Wronski, C. R. (1977). Reversible conductivity changes in discharge-produced amorphous Si. *Applied Physics Letters*, 31, 292–294.
22. Street, R.A. (1991). *Hydrogenated Amorphous Silicon*, p. 216. Cambridge: Cambridge University Press.
23. Oritsuki, R., Horii, T. Sasano, A., Tsutsui, K., Koizumi, T. Kaneko, Y., and Tsukada, T. (1991). Threshold voltage shift of a-Si TFTs during pulse operation. In *Extended Abstracts of the International Conference on Solid State Devices and Materials* (Yokohama, 1991). pp. 635–637. Tokyo: The Japan Society of Applied Physics.
24. Kobayashi, I., Ogawa, T., and Hotta, S. (1991). Plasma enhanced CVD of silicon nitride film. In *Digest of Papers of the 4th MicroProcess Conference* (Kanazawa, 1991), pp. 158–159. Tokyo: Japan Society of Applied Physics.
25. Suzuki, K., Suzuki, H., Tsukada, T., and Kawakami, H. (1985). Amorphous silicon active matrix addressing color LCD. In *Proceedings of the International Display Research Conference*, pp. 14–17. California: SID.
26. Ishii, Y., Takafuji, T., Yano, K., Take, H., Funada, F., Matsuura, M., and Wada, T. (1985). High-performance a-Si TFT array for liquid-crystal display device. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Orlando, 1985), pp. 295–296. California: SID.
27. Suzuki, K., Aoki, T., Ikeda, M., Okada, Y., Zohta., and Ide, K. (1983). High-resolution transparent-type a-Si TFT LCDs. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Philadelphia, 1983), pp. 146–147. California: SID.
28. Dohjo, M., Aoki, T., Suzuki, K., Ikeda, M., Higuchi, T., and Oana, Y. (1988). Low-resistance Mo-Ta gateline material for large-area a-Si TFT-LCDs. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Anaheim, 1988), pp. 330–333. California: SID.
29. Yamamoto, H., Matsumaru, H., Tsutsui, K., Konishi, N., Nakatani, M., Shirahashi, K., Sasano, A., and Tsukada, T., (1990). A new a-Si TFT with Al_2O_3/SiN double-layered gate insulator for 10.4-inch diagonal multicolor display. In *Technical Digest of the International Electron Devices Meeting* (San Francisco, 1990), pp. 851–854. New York: IEEE.
30. Morozumi, S., Ohta, T., Araki, R., Sonehara, T., Kubota, K., Ono, Y., *et al.* (1983). A 250 × 240 element LCD addressed by lateral MIM. In *Digest of*

Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium (Kobe, 1983), pp. 404–407. California: SID.
31. Asama, K., Kodama, T., Kawai, S., Nasu, Y., and Yanagisawa, S. (1983). A self-alignment processed a-Si TFT matrix circuit for LCD panels. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Philadelphia, 1983), pp. 144–145. California: SID.
32. Akiyama, M., Uchikoga, S., Sakakubo, T., Koizumi, T., and Suzuki, K. (1991). In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Anaheim, 1991), pp. 10–13. California: SID.
33. Toyabe, T., Masuda, H., Kaneko, Y., Sasano, A., Fukushima, H., and Tsukada, T. (1986). A two-dimensional numerical model of amorphous silicon thin-film transistors. In *Technical Digest of the International Electron Devices Meeting* (Washington, D.C., 1986), pp. 575–578. New York: IEEE.
34. Kaneko, Y., Toyabe, T., and Tsukada, T. (1992). Analysis of effective channel length in amorphous silicon thin-film transistors. *Japanese Journal of Applied Physics*, 31, 3506–3510.

第 4 章　氢化非晶硅

据报道，通过大规模取代掺杂可以控制 a-Si：H 的电导率[1]。微量磷或硼的掺杂都可以改变电导率，这引起非晶半导体物理学学者的浓厚兴趣，因为人们一直认为非晶半导体是一种不纯的物质且取代掺杂是不可能的。这个报道使人们想起了晶态半导体的成功，因为在固态电子学和半导体工业的发展中，晶态半导体的取代掺杂起到了非常重要的作用。

既然如此，人们就试图在各种装置和领域中使用这种材料。a-Si：H pin 二极管显示出优良的光电特性和整流性能，并在太阳电池中得到应用[2]。a-Si：H 太阳电池的转化率已超过了 10%[3]。由于这种材料的光敏性和硬度，它被应用于复印机和激光打印机中，在这些机器中，铝的表面覆盖了一层 a-Si：H 膜。a-Si：H 膜抗摩擦和疲劳。于是人们开发了一种接触线性传感器阵列并应用在传真机中[4]。邓迪小组开发出了 a-Si：H 薄膜晶体管，并指出这种 TFT 能应用到有源阵列 LCD 中[5,6]。在 TFT 开发之前，他们完成了场效应实验，来调查 a-Si：H 局域态密度。

运用射频辉光放电或等离子化学气相沉积法分解硅烷，可以制备 a-Si：H。这种方法最早是由 Chittick 提出的[8]。在硅烷分解中，氢的引入补偿了非晶半导体中随意网络结构的悬浮键。氢的引入使氢基非晶硅远远不同于蒸发制得的非晶硅，尽管在他们的基础研究中，这种引入并未明确被发现。

接下来的章节里，简单介绍了非晶半导体的物理性能。稍后章节，详细描述了氢基非晶硅的物理性能。

4.1　非晶半导体

晶体材料的周期原子结构引出了 Bloch 理论，它描述了能带

结构和电子特性。非晶半导体与晶态半导体区别在于它们无序的原子构造。无论如何，即使它们不具有长程有序，但它们仍具有短程有序，比如键长、键角和配位数，这与晶态半导体相似。在大多数非晶半导体中，化学键都是共价键。独立原子的电子占据了 s、p 轨道和不成键的内层轨道。4 个轨道（1 个 s，3 个 p）能填充 8 个电子，根据泡利不相容原理，这些电子的旋转方向相反。图 4-1 给出了元素周期表中从第一主族到第八主族原子的共

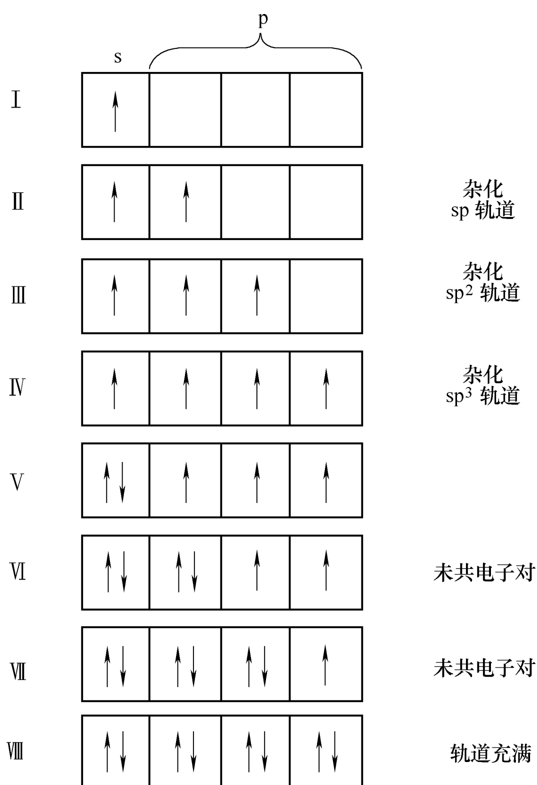


图 4-1　共价键元素的电子结构（通常的结构是先占据两个 s 轨道，然后占据 p 轨道。但是在共价键中，杂化体系具有更低的能量，导致了 sp 杂化轨道）

价键结构。周期表中，第 N 族元素就有 N 个价电子。当 $N \geq 4$ 时，共价键的价数为 $8-N$；$N \leq 4$ 时，价数为 N。这种配位规律就是 $8-N$ 法则[9]。在原子结构中，两个电子首先占据 s 轨道，然后其他的电子占据更高能量的 p 轨道。但是在具有共价键的分子或固体中，处于 s 与 p 之间的杂化轨道的总能量更低，这时 s 轨道电子就被激发到 p 轨道。

硅原子的 4 个价电子可以形成 4 个 sp^3 杂化轨道。这些轨道是由 s 轨道的 1/4 和 p 轨道的 3/4 构成的。硅原子配位数为 4。既然图 4-1 是共价键结构的表述，它就不适用于离子晶体。在离子键晶体如氯化钠中，一个电子从 Na 原子移动到 Cl 原子，这些原子有一个正的或负的电荷。Na^+ 和 Cl^- 通过形成全充满结构来形成离子晶体。在Ⅲ—Ⅴ族化合物中如砷化镓，无论第三族还是第五族元素都有 4 个价电子，于是键结构和 Si、Ge 晶体一样形成了金刚石结构。但是与第四族元素相比较，它们的键结构还是有一些离子特性的。

图 4-2 给出了四面体和第六主族元素半导体中 sp^3 杂化分子轨道以及它引起的带宽增加。当硅原子结合成硅分子时，sp^3 杂化轨道被分成了键和反键状态，在固体中，由于这些分子中电子的相互作用形成了能带。因此，在四面体结构半导体中，键连接形成了价带，反键连接形成了导带。在四面体结构半导体中如 Si、Ge，sp^3 杂化形成了最低能量结构。另一方面，第六主族元素半导体如 Se，这种 sp^3 结构不再是能量最低状态，s 轨道的能量要低于 p 轨道。3 个 p 轨道中只有两个可用作成键，如图 4-2 所示，Se 的配位数是 2。一个 p 轨道填充两个旋转方向不同的电子，这就是作为独立的不成键的电子对，又叫孤对电子。在固态 Se 中，这些单独的电子对形成了一个接近原始 p 轨道能量的能带。以孤对电子能量为基准，键和反键状态被对称地分成能带。因此，价带的顶部由单独电子对形成，底部由成键的 p 轨道电子构成。

在非晶半导体中，存在着悬浮键。因此，成键能带是满的，

反键能带是空的。在四面体非晶材料的空隙中产生了定域态。人们运用了很多方法如 X 射线衍射、X 射线吸收边缘延续光谱细微结构法（EXAFS）、拉曼散射光谱、红外吸收光谱、电子自旋共振法、核磁共振法以及电子—核双共振法来分析非晶硅的结构。

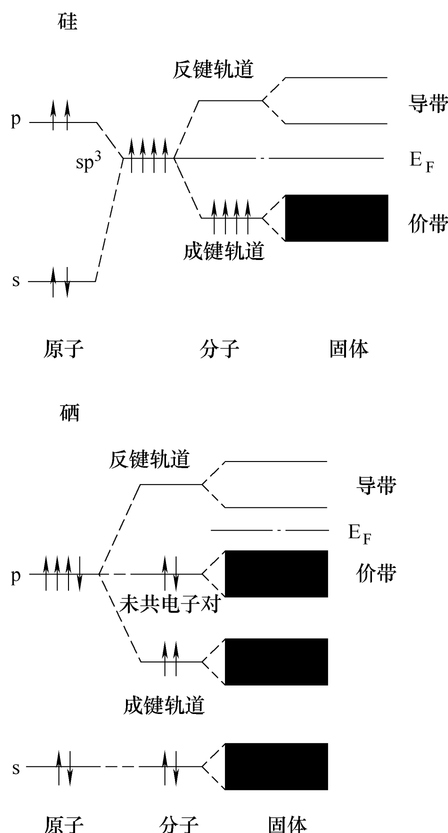


图 4-2　两种半导体的成键结构：硅和硒（从左到右展示了原子态、分子态和固体中拓宽成的能带）

分析非晶半导体最重要的一种方法是 X 射线的衍射图形分析和它的傅里叶变换，也就是径向分布函数（RDF）分析。RDF

里的 $J(R)$ 与对分布函数里的 $g(R)$ 相关，如下：

$$J(R)=4\pi\rho_0 R^2 g(R) \tag{4-1}$$

式中　ρ_0——原子平均密度；

$g(R)$——对分布函数表示离基准原子距离为 R 的范围发现另一个原子的可能性。在理想晶体中，用代表原子间距不连续的线的总和来描述 $g(R)$。

一种非晶材料的衍射图是一个散开的圆形图样，图中径向强度 $I(k)$ 中的散射波矢量 $\boldsymbol{k}=4\pi\sin\theta/\lambda$，这里 θ 代表散射角，λ 代表波长。这种强度函数的傅里叶变换给出了减小的径向分布函数 $G(r)$：

$$G(r)=4\pi\rho_0 R[g(R)-1] \tag{4-2}$$

氢化非晶硅由于在原子网络中引入氢而具有很多特性。通过 X 射线衍射图对 a-Si：H 进行结构分析发现了减小的径向分布函数（式 4-2），如图 4-3 所示。从分布函数的形状可以看出，尖锐的峰出现在较小的距离，随着距离增大，峰开始宽化，最后变得没有规律。RDF 的第一个峰（2. 36Å㊀）对应 Si—Si 键长和晶体硅的键长（2. 35Å）基本相同，第二个峰（3. 86Å）和晶体硅的 3. 84Å 稍微不同，但估算的键角值（109°）和晶体硅的一致。第二个和第三个峰的宽度明显要大于第一个峰，这是因为原子间距离和键角函数的变化。在晶体硅中，第三个峰出现在 4. 65Å 处，而在非晶硅中未发现这个峰。对非晶半导体 RDF 分析显示，短程有序（SRO）可以保持，但长程有序（LRO）基本不存在。从观察得出，一种 μ 晶体模型被提出来描述非晶结构，这种 μ 晶体结构是小柱状晶的集合。这就很容易理解为什么可以保持短程有序，而长程有序基本不存在。但是这种模型不能很好地解释非晶半导体的径向分布函数，因此这种模型并没有被采用。但是在一些特定条件下，μ 晶体硅是存在的。高温或高能量沉积即可导致 μ 晶体硅相的生成。这种方法能制备低电阻率的膜层。

㊀　1Å＝0. 1nm＝10^{-10}m。—译者注

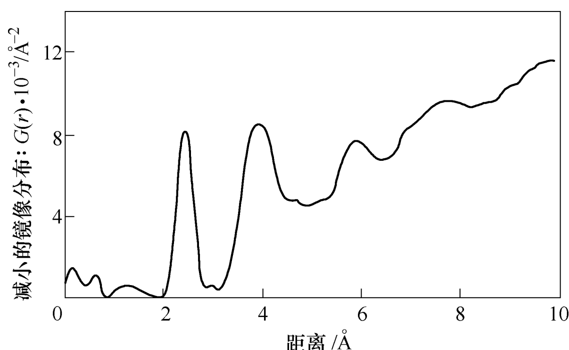


图 4-3　a-Si：H 的径向分布函数[11]（在相邻的原子位置上表现出和晶体硅一样的短程有序，而长程有序基本上不存在）

为了克服在非晶网络中描述 μ 晶体所遇到的困难，人们提出了很多模型：非晶簇模型、扰动晶体模型以及连续随机网络（CRN）模型，CRN 模型解释了 SRO 和 LRO 之间的矛盾。一种非晶材料的参数比如原子间的距离和键角，不是固定不变的。这些微动导致了模糊中产生了 SRO 以及 LRO 的消失。在这个模型中，每个原子都和邻近原子配位键结合（非晶硅有 4 个折叠配位键）。网络是连续的，但是这是一种理想的非晶网络。

Grigorovici 首先提出了 CRN 模型，Polk 又扩展了这个模型[12]，Polk 的方法是基于以下考虑的：

1）作为开始核，五位数环和六位数环随机连接；

2）悬浮键只在表面存在；

3）键长的微动小于 1%，键角的微动小于 10%；

4）键的形成使应力最小。

这样，440 个原子连成一个 CRN。这种合成的径向分布函数和实验数据达到较好的吻合。LRO 的缺乏是这个模型最突出的特点。值得注意的是，CRN 模型对应于理想的非晶材料，并不包含缺陷或悬浮键。真正的非晶材料都是有缺陷的，如空位、空

隙或杂质取代。既然非晶固体是在非平衡条件下得到，它就应该有很多悬浮键。因此，尽管 CRN 模型在解释玻璃态半导体中起到了非常重要的作用，但使用 CRN 模型来描述非晶网络具有局限性。

4.2　a-Si∶H 的态密度

一般来讲，可以按照随机网络模型理解 a-Si∶H 的结构。但是 Si—Si 键的破坏扰乱这种网络，同时每两个这种硅原子和一个氢原子结合。这个氢原子补偿了悬浮键的形成，能隙的密度要远小于普通非晶半导体。图 4-4 给出了 a-Si∶H 态密度的示意图。相比较图 4-2 边界清晰的能带，无论导带还是价带都发生了一定程度的扩散，并且还在中间能隙附近形成了带尾和深态。正是原子结构的不规则产生了这些尾状结构。在这一节稍后会介绍，尽管在能带的中间能隙，这些密度也有一个限定的值，最小值是大约 $10^{-6}cm^{-3}eV^{-1}$或更小。但是，这些尾态和中间能隙是一种局部状态，并不能提高电导率。尽管在费米能量 E_F 这些态密度有一个限定的值，很多实验表明非晶半导体的电导率和活化能 E_a 相关的（$\sigma \propto \exp(-E_a/kT)$）。为了解释这种矛盾，引入了迁移边界的概念。态密度分布被分为局部态和延伸态。在局部态中，电子的波函数被限定在一个相对于延伸态很小的区域。非晶材料的无序干扰了势能并且引起了强烈的电子散射。因此局部区域的电子迁移率被设定得非常低，只有位于迁移边界上方的电子参与导电。掺杂 a-Si∶H 的费米能量位于带尾靠近迁移边界，但是它不会移入延伸态。在延伸区域，非晶半导体的费米能量不会位于迁移边界上方。最接近的费米能量在迁移边界下方 0.1eV 左右。这是迁移边界概念的基本，这种模型非常好地解释了实验结果。

根据这个模型，迁移率从 0 变化到一个限定值在一定能量 E_c 处，如图 4-5 所示。在迁移边界上方，电导率与金属相近，最小值称为最小金属电导率（σ_{min}）。尽管这个模型是否有效仍存

在争论，但在非晶材料行为的解释上，迁移边界的概念有着重要的作用。

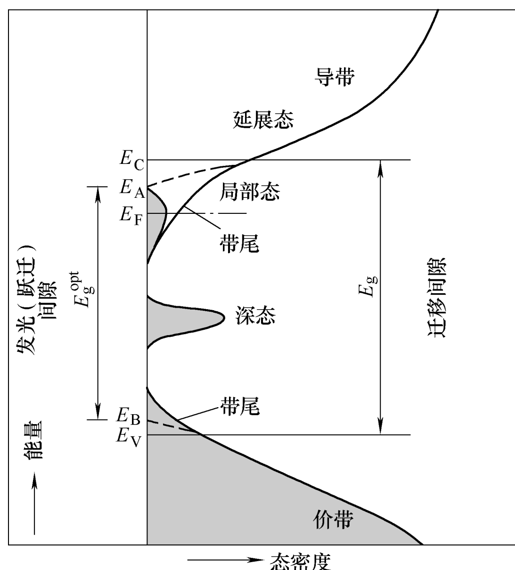


图 4-4　n 型 a-Si:H 的态密度和电子分布的示意图
（a-Si:H 的迁移率间隙是 1.9eV，能看到的禁带宽度是 1.7eV）

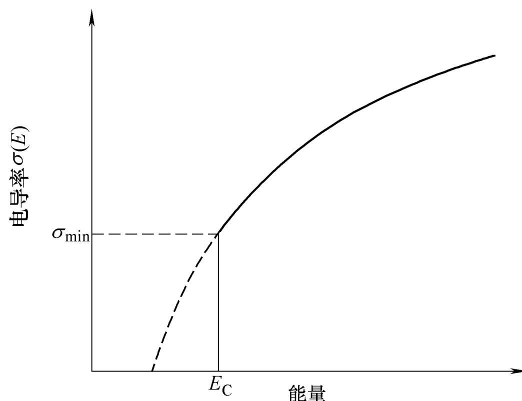


图 4-5　非晶半导体迁移边界的概念（在关键能量 E_c 处，迁移率从 0 增加到一个限定值）

Spear 和 LeComber[7] 首先研究了存在于 a-Si∶H 能隙里的态密度，它们的场效应实验表明，局部态密度远低于其他非晶半导体的密度包括蒸发制得的非晶硅。Lang 和其他一些人对非晶半导体运用深度瞬时光谱（DLTS）技术分析，并且广泛研究了态密度[13]。场效应测试经常遇到的界面干扰在 DLTS 技术中可以避免，可以获得大量 a-Si∶H 的状态密度。但是，测试所用的样品是肖特基二极管，很难估算本征态或未掺杂 a-Si∶H 膜层的态密度。但是当膜层掺杂以后，态密度可在某一范围之上测定，包含了价带和导带之间的大部分能量。

DTLS 技术最初是用来研究晶态半导体的深度能级的。大体上，这是在给定一个时间常数下对具有重复性和热力学活性瞬态

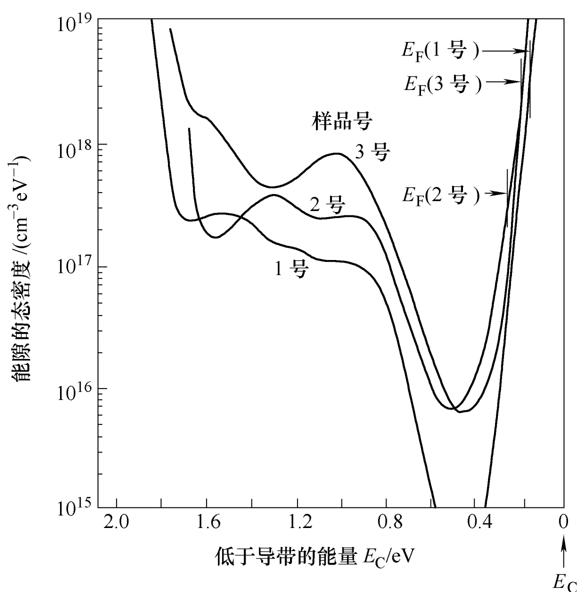


图 4-6　a-Si∶H 能隙的态密度［样品用磷掺杂，在硅烷中的 ppm 体积浓度对于#1 和#3 样品来说是 300vppm（氩气中含硅烷 10mol%），对于#2 样品来说是 60vppm（氩气中含硅烷 45mol%）[13]。每种薄膜的体系费米能级用箭头标示。能级用导带边界 E_c 进行了标准化］

的同步探测。作为时间函数的电容变量可以根据两个门时间 t_1 和 t_2 估算。电容的差异划分成温度的函数定义了 DLTS 谱。对非晶半导体来说，DLTS 谱可以作为相应晶体的一种延伸，同时也被简单看作尖锐 DLTS 线未决定的重叠。图 4-6 给出了使用 DLTS 技术获得的 3 种 a-Si:H 膜层的态密度曲线。中间能隙附近的态密度位于未掺杂膜层的很低的 $2\times10^{15}\mathrm{cm^{-3}eV^{-1}}$ 和磷掺杂膜的 $1\times10^{18}\mathrm{cm^{-3}eV^{-1}}$ 之间。从导带和价带延展态的广阔侧翼到中间能隙的 0.3～0.6eV 的深度最小值（$<10^{16}\mathrm{cm^{-3}eV^{-1}}$）决定了态密度的大致形状。

4.3　电导率和载流子迁移率

描述非晶半导体电子传递的经典模型依赖于迁移能隙附近载流子的行为，迁移能隙分离了局部态和非局部态。由前面部分对态密度描述的讨论可知，局部状态和延伸态之间的区别是非晶半导体的一个基本概念。在实行漂移电导机制的局部状态的载流子迁移率是非常有限的。漂移电导发生在深度能级和带尾。这种机制具有热力学活性，并且活化能和漂移能量相等。在能量带里有高状态密度的非晶半导体中，这个机制是非常重要的。在状态密度要低于其他非晶半导体的 a-Si:H 里，这种机制就不是太重要，这里就不赘述了。

但是，迁移能隙的概念对描述 a-Si:H 的电子传输还是很有用的。在迁移边界上迁移率的突然增加并未被确认，传递的剧烈程度甚至迁移边界的存在都未曾被接受。尽管这仍旧是一个假设，但是它还是一个好的近似，可方便地用来估计 a-Si:H 的传递行为。

延伸状态的传递决定了 a-Si:H 的电导率。在 n 型或未掺杂的 a-Si:H 里，由于空位的迁移率低，人们往往忽视空穴对导电所起的作用，在导电过程中电子的传递起到了主要作用。电导率 σ 是载流子浓度 n 和迁移率 μ 的函数，即

$$\sigma = en\mu \tag{4-3}$$

状态密度的总和 $N(E)$ 导出了以下表达式，$f(E)$ 表示费米状态函数：

$$\sigma = e\int N(E)\mu(E)f(E)\,\mathrm{d}E \tag{4-4}$$

公式中对在费米能量 E_F 上方的电子传递进行积分。因为 a-Si:H 的状态密度在能隙中间是较低的，并且在费米能级漂移电导没有显著作用，主要的导电机制是在导带边界上的电子传递。于是式（4-4）可以简化为

$$\sigma = e\int_{E_C} N(E)\mu(E)\exp[-(E-E_F)/kT]\,\mathrm{d}E \tag{4-5}$$

图 4-5 所提到的最小金属电导率可以由式（4-5）简化得到，表示如下：

$$\sigma = \sigma_{min}\exp[-(E_C-E_F)/kT] \tag{4-6}$$

式中 σ_{min} 由下式表示：

$$\sigma_{min} = e\mu_0 N_C \cdot kT \tag{4-7}$$

式中　μ_0——在能量为 E_C 处自由载流子的迁移率；

N_C——此时的态密度。

这个式子是在迁移边界存在的前提下获得的，并未建立在实验或理论基础上。但是，a-Si:H 的电导率可以写成式（4-6），至少在一个一定的温度范围表示为热力学活性的形式[14]，即

$$\sigma(T) = \sigma_0\exp(-E_a/kT) \tag{4-8}$$

式中　E_a——活化能；

σ_0——前系数。

图 4-7 表示了不同 a-Si:H 样品测量得到的活化能和 σ_0 之间的关系[15]。这种关系就是 Meyer-Neldel 法则，Meyer-Neldel 在多晶半导体中第一次观测到了这种关系。尽管图 4-7 的数据存在一些杂散，但还是大致遵守 Meyer-Neldel 关系，这种关系由下式表示：

$$\ln\sigma_0 = \ln\sigma_m + E_a/kT_m \tag{4-9}$$

其中 σ_m 和 T_m 是常数。从式(4-8)和式(4-9)可以得到，σ_m

是当 $T = T_m$ 时的电导率。Meyer-Neldel 关系陈述了不同样品的不同温度数据都相交于同一个电导率值，σ_m 约为 0.1 $\Omega^{-1}cm^{-1}$，温度 T_m 约为 600K[15]。对这种现象的解释一直没有定论。

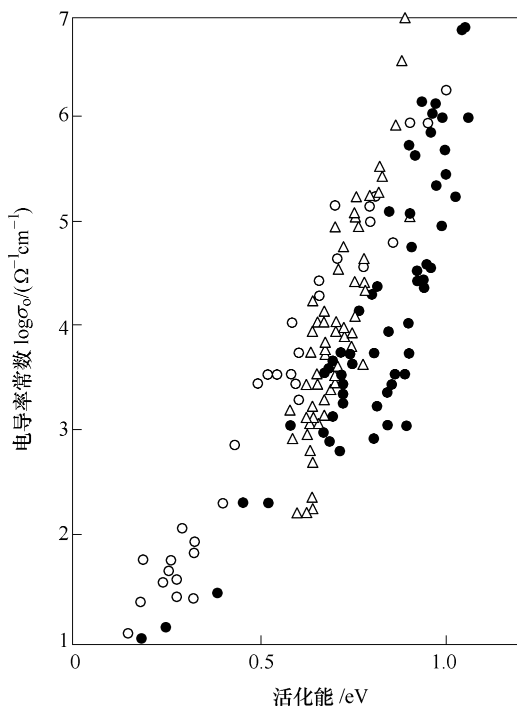


图 4-7　对掺杂和未掺杂 a-Si:H 样品来说活化能和电导率常数 σ_0 之间的关系[15]（大致遵守了 Meyer-Neldel 法则。活化能从未掺杂材料的 1eV 变换到 n 型掺杂样品的 0.1eV）

Spear 和 LeComber[1] 在 1975 年首次报道了 a-Si:H 的取代掺杂。这个报道为后来 a-Si:H 技术的发展奠定了基础。图 4-8a 给出了 a-Si:H 电导率作为掺杂气体浓度函数的图像。图的右边显示了磷化氢（PH_3）掺杂对室温电导率的影响。由于在沉积腔体中引入了磷化氢气体，体积浓度为 6×10^{-6}的微小量与未掺杂相比可以将电导率提高两个数量级。而且掺杂比率的增加可以将电导率提高 7 个数量级约至 $10^{-2}\Omega^{-1}cm^{-1}$。传递实验清楚地表明了

导电明显发生在 E_C 以上的延伸电子状态。可以计算出活化能 $E_C - E_F$ 在未掺杂时为 0.6eV，混合气体比为 $2\times10^{-3}\times10^{-6}$ 时为 0.15eV（见式（4-8）及图 4-8b）。

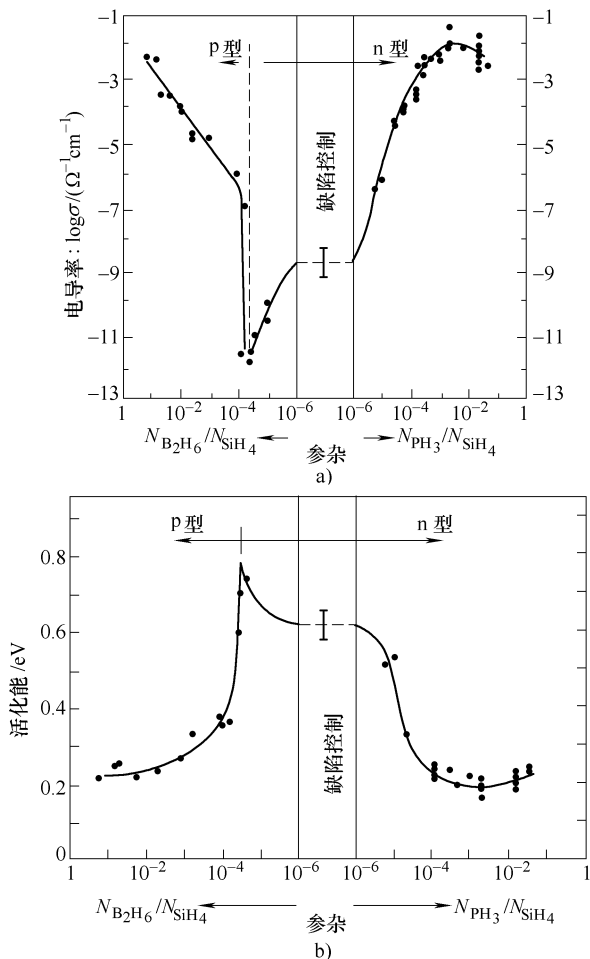


图 4-8　掺杂量用硅烷中磷烷或乙硼烷的比率 N_{PH_3}（$N_{B_2H_6}$）$/N_{SiH_4}$ 来定义，其中 N 代表了每单位体系混合气体中分子的数量

a）室温电导率　b）a-Si:H 的活化能及掺杂的关系

图 4-8a 的左边显示了硼掺杂的影响。非常有趣的是，B_2H_6 和 SiH_4 的比率低于 2×10^{-5}时样品是 n 型。当乙硼烷的比率超过 2×10^{-5}，样品突变为 p 型，费米能级移动穿过在能隙的中间 E_C-E_F 为 0.85eV 的状态密度的最小值。在 B_2H_6/SiH_4 为 10^{-2}的掺杂水平，直到 E_C-E_F 约为 1.35eV 时，费米能级接近价带。载流子的传输主要发生在价带上方的扩展态的空位中。

在设计一个 a-Si∶H TFT 时，载流子迁移率是最重要的参数之一，它通过式（4-4）中的状态密度来影响电导率。测量 a-Si∶H 迁移率的方法有几种。飞行时间技术、表面声波（SAW）技术和场效应技术利用 TFT 的结构全部给出一致的结果。在这些方法中，人们一般测量漂移迁移率，而不测量延伸状态的自由载流子迁移率。漂移迁移率 μ_n 是导电状态和陷阱状态迁移率的时间平均。限制陷阱传递影响 a-Si∶H 带尾的状态密度分布。我们首先考虑一个狭窄电子陷阱单级的漂移迁移率 μ_n 的影响，μ_n 是延伸状态的自由载流子迁移率除以当电子束缚在狭窄能级中的时间。电子传递是由多次束缚及释放决定的。在假定载流子浓度接近热力学平衡分布的基础上，漂移迁移率可以由式（3-13）表达：

$$\mu_n=\mu_0(N_CkT/n)\exp(-E_a/kT)$$

式中　μ_0——延伸状态电子迁移率；

N_C——在导带边界的密度；

n——总的电子密度；

E_a——活化能。

估算 a-Si∶H 漂移迁移率的飞行时间测试方法如图 4-9 所示[16]。Spear[17]发展了这种方法去测量材料的迁移率，比如玻璃态的 Se，同时也能用于不是严重掺杂的 a-Si∶H 中。装置结构非常简单，需要准备两面都有电极的 a-Si∶H 薄膜。高度吸收的一个短暂的光脉冲在任一电极的附近产生载流子。薄膜在电压作用下，空穴积聚在电极周围，电子穿越薄膜到达对电极，反之亦然。因为生成的载流子穿过薄膜漂移了距离 x，它们在电极上产

生了电量 Q，即

$$Q = ex/t \tag{4-10}$$

式中　t——样品厚度。

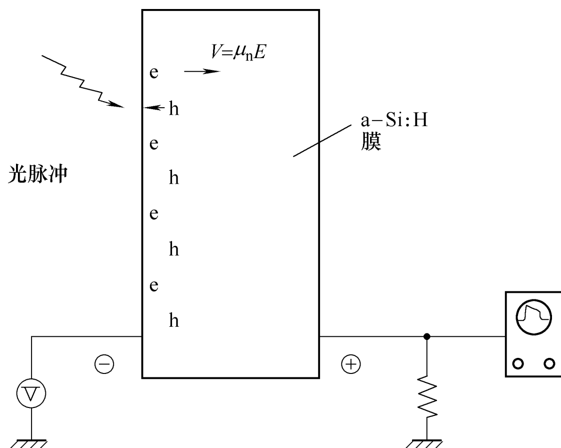


图 4-9　在高阻样品上用于测量漂移迁移率的飞行时间设备示意图

电流的振幅是由放电时间决定的，如下式：

$$I = (e/t)v \tag{4-11}$$

漂移速率 v 由下式表示：

$$v = \mu_n E \tag{4-12}$$

载流子穿越样品之前电流是连续的，传递时间 τ_t 由下式表示：

$$\tau_t = t/(\mu_n E) \tag{4-13}$$

可由式（4-13）计算出漂移迁移率。图 4-10 显示了载流子迁移率的测量结果[18]，同时表明了 a-Si:H 漂移迁移率的热力学活化行为。

漂移迁移率也可由 TFT 的电流—电位特性进行计算。由式（3-8）将饱和区域的电流—电位特性表示如下：

$$I_d = (1/2)\mu_n C_i (W/L)(V_g - V_t)^2$$

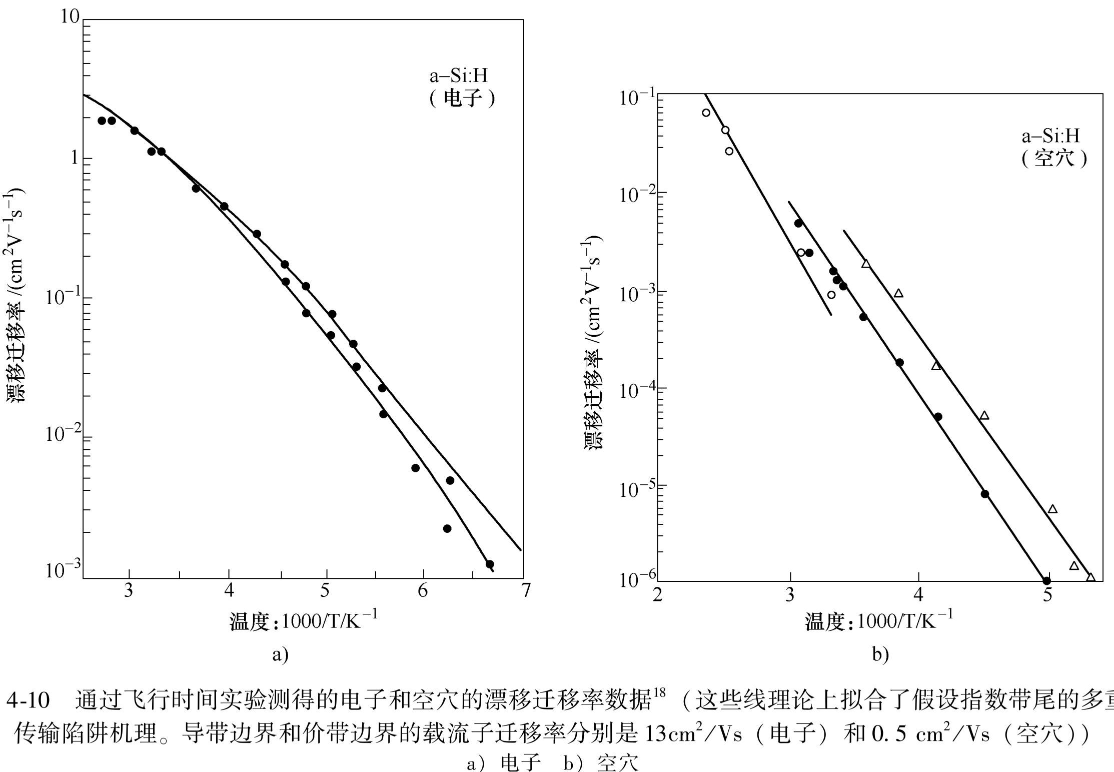


图 4-10　通过飞行时间实验测得的电子和空穴的漂移迁移率数据[18]（这些线理论上拟合了假设指数带尾的多重传输陷阱机理。导带边界和价带边界的载流子迁移率分别是 13cm²/Vs（电子）和 0.5 cm²/Vs（空穴））

a）电子　b）空穴

式中 I_d——漏电流；
W 和 L——TFT 的沟道宽度和长度；
C_i——每单位面积栅绝缘层的电容；
V_d、V_g、V_t——TFT 的漏电压、栅电压和阈值电压。

对于晶态硅 MOSFET，这个公式同样适用。因为 TFT 的结构和 MOSFET 并不一样（载流子在进入沟道之前要穿过薄膜），并没有证明这个公式能用于 TFT。但是人们发现，通过这个模型可以很好地描述 TFT 特别是 a-Si∶H TFT 的行为。因此，式（3-8）可以用来计算 a-Si∶H 的漂移迁移率（通过$\sqrt{I_d}$和 V_g 的线性关系）。值得提及的是，由 TFT 特性得到的漂移迁移率可以反映出 a-Si∶H 和栅绝缘层之间界面的特性。需要精心制备栅绝缘层和选择绝缘材料。

对于计算掺杂样品的漂移迁移率，表面声波法[19]是非常有效的。相比较之下，其他方法如飞行时间法，要求样品是少量或未掺杂的膜层。这种方法是将样品放置在压电晶体如 $LiNbO_3$ 上方一小段距离 h，如图 4-11 所示。表面声波在 $LiNbO_3$ 晶体中传播，这导致在 a-Si∶H 膜层中产生一个边缘场。这个场在两个分离电极之间产生了一个电压，电压方向和波的传播方向一致。声电流 V_{ae}表示如下：

$$V_{ae} = (1/2)\mu_n(L/v_s)k_a^2\phi_0^2 g \tag{4-14}$$

式中 L——电极间距；
v_s、k_a、ϕ_0——在 $LiNbO_3$ 晶体表面传递的波的速度、波数和电位振幅；
g——衰减系数，与压电晶体表面的电位在半导体内产生的场有关，表示如下：

$$g = (1/k_a t)[(|A|^2 + |B|^2)\cosh(k_a t)\sinh(k_a t) - 2(A \cdot B)\sinh^2(k_a t)] \tag{4-15}$$

式中 t——a-Si∶H 膜的厚度；
A 和 B——半导体内复合电位的系数，是 a-Si∶H 电导率、SAW 频率、能隙 h、半导体和玻璃基片介电常数的函数。

SAW 法测得的迁移率值和复合陷阱模型［式（3-13）］计算出的值一致。对于这种方法，只有那些在 SAW 期间至少一次陷入传递状态的载流子才能参与传递波的放电聚束。这种情况下，热释放率 $v_0\exp[-(E_c-E)/kT]$ 必须大于或等于传递波的频率 v。因此，这些束缚载流子的能量必须位于导带边界 E_c 和划分能量 E_d 之间，如下：

$$E_c-E_d=kT\ln(v_0/v) \tag{4-16}$$

如果电子逃逸频率假定为 $v_0=5\times10^{12}\text{s}^{-1}$，在温度为 300 ~ 430K，频率为 10 ~ 100MHz 范围内，E_c-E_d 的值为 0.24 ~ 0.42eV。

飞行时间法、场影响法和 SAW 法给出的电子迁移率值是一致的，室温下在 0.3 ~ 1cm²/Vs 范围内。a-Si∶H 的自由电子迁移率 μ_0 在 5 ~ 20cm²/Vs 范围内。自由空穴迁移率在 1cm²/Vs 左右。

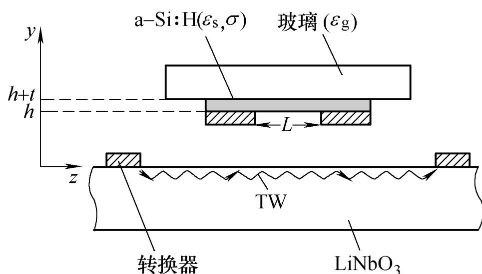


图 4-11　传输波实验的截面图[19]（a-Si∶H 薄膜在 $LiNbO_3$ 板上大约 1μm 或更小的距离，间隙用干燥的 He 气填充）

4.4　a-Si∶H 的吸收光谱

4.4.1　光学吸收

光学吸收来自半导体价带和导带之间电子的转移。吸收限对应导带最小值和价带最大值之间的最小能量差 E_g。晶态半导体

内的跃迁遵守 k（动量）守恒定律。如果在同一个 k 值出现一个跃迁，直接跃迁是可能的。但是对于不同 k 值之间的跃迁，一个声子的放出或吸收弥补了动力学（非直接跃迁）上的差异。

但是在非晶半导体中，既然动量不守恒，于是直接能隙和间接能隙之间没有区别。由复合矩阵元和价带导带的连接态密度计算出吸收常数 α。根据 Tauc[21]，非晶半导体的吸收边界被分成 3 个区域，如图 4-12 所示：高吸收区、指数部分和低能量区的弱吸收尾。这种类型的规律在许多非晶半导体中是共同的。

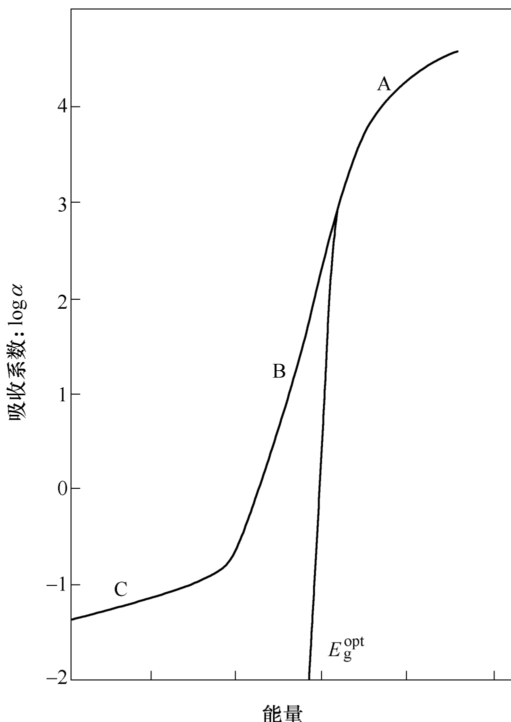


图 4-12　非晶半导体的 3 个吸收边界[21]（A 区域对应 Tauc 边界。这个区域 $\alpha^{1/2}$ 与能量关系的外推给出了非晶材料的光学间隙。B 区域代表了称之为 Urbach 边界的指数尾部。C 区域是弱吸收尾）

假定不是严格的动量守恒，且经过有影响的光子能量对于电子传递的矩阵元是恒定的，我们获得的吸收边界公式如下[22]，我们仅仅考虑局部状态和延伸状态之间的传递，忽略局部状态之间的传递。在频率为 ω 时，吸收常数 $\alpha(\omega)$ 是电导率 $\sigma(\omega)$ 的函数：

$$\alpha(\omega)=\frac{4\pi}{nc}\sigma(\omega) \tag{4-17}$$

式中　n——折射率；

c——光速。

电导率 $\sigma(\omega)$ 由下式表示：

$$\sigma(\omega)=\frac{2\pi e^2h^3V}{m^2}\int\frac{N_V(E)N_C(E+h\omega)p^2}{h\omega}\mathrm{d}E \tag{4-18}$$

式中　V——体积；

p——矩阵元；

m——电子质量；

h——普朗克常量；

$N_C(E)$、$N_V(E)$——导带和价带的态密度。

对于不同能带状态之间的传递，假定矩阵元 p 和相同能带里延伸状态之间传递的矩阵元相同。这种情况下，矩阵元 p 如下式：

$$p=\pi\ (a/V)^{1/2} \tag{4-19}$$

式中　a——平均点阵间距。

式（4-17）可以推导出：

$$\alpha(\omega)=\frac{8\pi^4e^2h^3a}{ncm^2}\int\frac{N_V(E)N_C(E+h\omega)}{h\omega}\mathrm{d}E \tag{4-20}$$

积分是针对所有被能量 $h\omega$ 分开的价带和导带里的状态对。

如果我们假设导带底部的状态密度表示为 $N_C(E)\propto(E-E_A)^{r_1}$，价带底部的表示为 $N_v(E)\propto(E_B-E)^{r_2}$，$E_A$ 和 E_B 如图 4-4 所示，式（4-20）经过一些处理[22]可以得到：

$$\alpha(\omega) = C(h\omega - E_g^{opt})^{r_1 + r_2 + 1} / h\omega \tag{4-21}$$

式中 $E_g^{opt} = E_A - E_B$;

C——常数。

假定是抛物线曲线，例如 $r_1 = r_2 = 1/2$（这需要证明），式（4-21）可以简化为

$$\alpha(\omega) = C(h\omega - E_g^{opt})^2 / h\omega \tag{4-22}$$

图 4-12 中吸收边界区域 A 对应式（4-22）中的吸收系数 $\alpha(\omega)$，就是人们常说的 Tauc 边界。图 4-13 显示了 a-Si∶H 的 $(\alpha h\omega)^{1/2}$随能量的变化散点图[23]。式（4-22）所表述的关系已经应用到许多非晶材料的吸收中。通过对曲线的外推为 a-Si∶H 给出了一个 1.7eV 的光学能隙。另一方面，将能带迁移边界和价带迁移边界之间的能量差定义为迁移间隙（mobility gap）。迁移间隙一般大于光学能隙，a-Si∶H 的迁移间隙为 1.9eV。

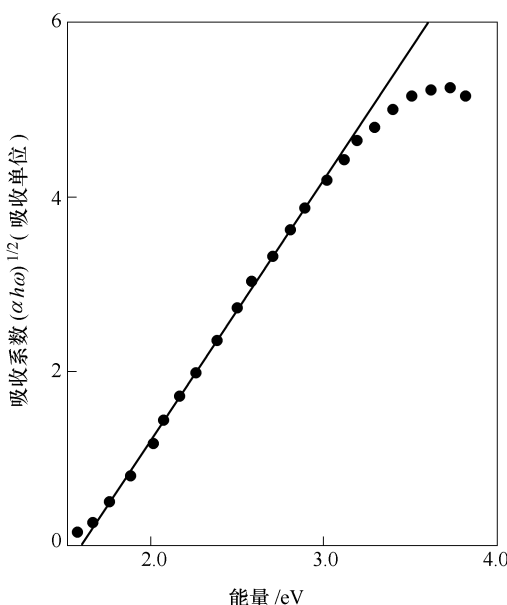


图 4-13 a-Si∶H 的 Tauc 散点图（外推（光学）带隙是 1.7eV[23]）

Tauc 边界下方，存在吸收边界的指数区域。在这个区域里，下述公式描述了吸收系数

$$\alpha = \alpha_0 \exp[(E - E_G)/E_0] \qquad (4\text{-}23)$$

式中　E_G——按照 E_g^{opt} 顺序的能量；

E_0——在这个方式下吸收系数对数斜率的本征能量。

当第一个人在碱卤化物中观察到后，式（4-23）中的指数尾就被称为 Urbach 边界。在 300K 到玻璃软化温度 T_g 之间，非晶半导体中的 E_0 是一个常数，尽管碱卤化物中的 E_0 在 300K 附近随温度变化且等于 $kT/0.8$。

图 4-14[24] 给出了 a-Si:H 的 Urbach 边界，吸收系数在 1 ~ 1000cm^{-1}范围内可以观察到指数尾。因为在晶态和非晶半导体中都存在 Urbach 边界，所以并不能简单解释指数尾是如何产生的。这种现象的基本原理仍有争议。

4.4.2　红外吸收

在辉光放电装置中得到的 a-Si:H 膜在硅原子矩阵中含有原子比约为 10% 的成键氢原子。这种氢原子的结合减少了由于硅悬浮键的作用产生的缺陷。氢原子的存在使电子级的 a-Si:H 成为可能，使用析氢、红外吸收和拉曼光谱等技术可以探测到氢原子的存在。析出实验得到了氢的定量数据，但它丝毫不能说明氢是如何结合进入硅原子网络的。

Brodsky 等人[25] 首先利用红外吸收光谱获得了硅与氢之间键结构的信息。a-Si:H 合金中的局部氢原子成键序列被分为 SiH、SiH_2、SiH_3 和多氢（SiH_2）n[25,26]。在这些序列中，作为设计划分 a-Si:H 的 SiH 构造是最重要的，同时 Brodsky 等人首先提出了 a-Si:H 的概念。只有在氢原子和单独硅原子结合或 SiH 为主要序列的地方才涉及非晶网络。在其他情况下，SiH_2 和 SiH_3 组或者聚合物占主体时，把网络称为氢化非晶硅或 a-Si:H。

通过测量红外吸收和拉曼光谱，可以明确确定非晶网络的 SiH 环境。在红外透射测试中，a-Si:H 膜沉积在两面抛光的高电

阻率（ >100Ωcm）单晶硅片上。晶体硅的折射率和 a-Si:H 折射率的吻合程度比绝大多数其他红外透射材料要好。因此，膜层内多次反射得到的干扰带是最小的。出于相同考虑，硅片被做成楔形。

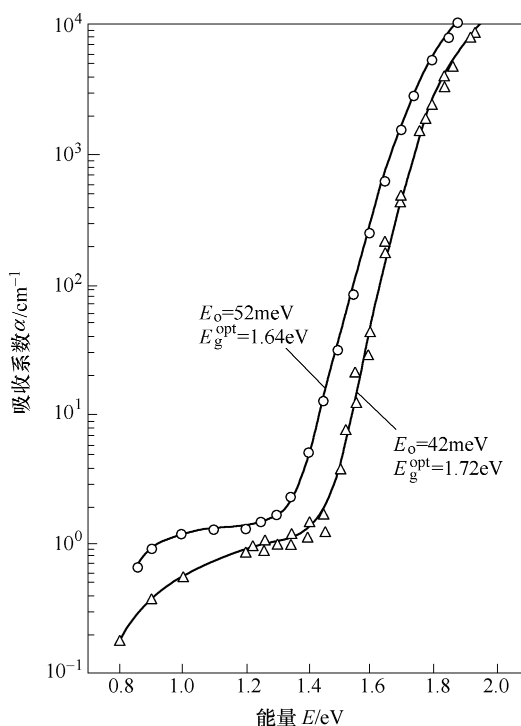


图 4-14 a-Si:H 在 Urbach 区域的吸收边界[24]（具有高 Tauc 能隙 E_g^{opt} 的膜层在基板温度为 250℃的基板上生长，相对地在 200℃的基板上生长的膜层具有较低的能隙。氢的含量对应于高和低能隙的膜层分别为 14at. %㊀和 9at. %）

㊀ at. %为原子百分比。—译者注

图4-15显示了在基片温度为230℃时[26]，辉光放电分解得到的a-Si:H样品的红外透射光谱。这些光谱依赖于沉积条件，但是图中总是存在3个峰，这些峰对应以Si－H键为基础的声子频率。为了将透射率转化为吸收系数，无干涉透射率 T 可由下式得到：

$$T=(1-R)^2\exp(-\alpha t)/[1-R^2\exp(-2\alpha t)] \tag{4-24}$$

式中 α——吸收系数；

t——薄膜厚度；

R——由实验得到的界面多次反射损失，R 可以从当 $\alpha=0$ 时，设定 $T=T_0$ 得到。

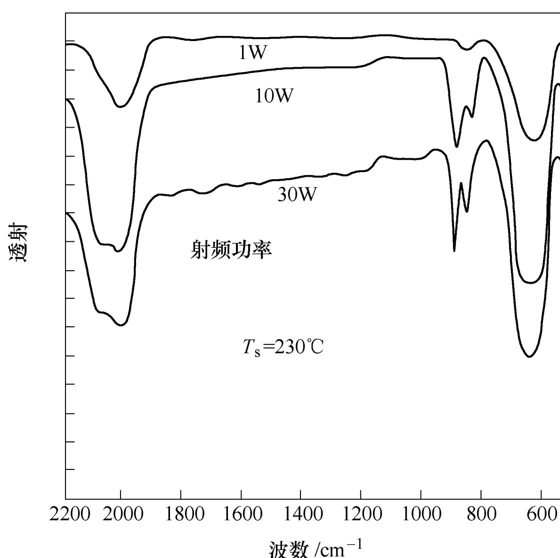


图4-15 在基片（阳极）温度为230℃时用含Ar 5at.%的稀释 SiH_4 制备的a-Si:H样品的红外透射[26]

对于所用硅片的透射率，则 $T_0=0.54$。于是可将式（4-24）简化为

$$T=4T_0^2\exp(-\alpha t)/[(1+T_0)^2-(1-T_0)^2\exp(-2\alpha t)] \tag{4-25}$$

这里假定 a-Si:H（n 约为 3）的折射率和硅基片（n 约为 3.4）的相同，同时要求误差在 ±10% 以内。

一旦得知吸收系数与频率 ω 的关系，氢气浓度 N_H 可由下式计算出来：

$$N_H = C\cdot A\int_{\omega}[\alpha(\omega)/\omega]\mathrm{d}\omega \tag{4-26}$$

式中

$$A=[1+2(\varepsilon_s/\varepsilon_0)]^2(\varepsilon_s/\varepsilon_0)^{1/2}/9(\varepsilon_s/\varepsilon_0)^2 \tag{4-27}$$

式中 $\varepsilon_s/\varepsilon$——相对介电常数（a-Si:H 的 $\varepsilon_s/\varepsilon$ 为 12）；

C——和 Si-H_n 的振动方式以及氢分组相关的常数[25]。

例如，Si-H 键拉伸吸收波段的 C 值为 $1.72\times10^{20}\,cm^{-2}$，分析可得氢浓度为 10% ~15%，这和其他方法如析氢得出的结果一致。图 4-15 显示了三组红外光吸收波段。在 2000 ~2100cm^{-1} 和 630 ~640cm^{-1}存在两个较强的吸收波段，另一个较弱的在 850 ~950cm^{-1}。通过对红外光谱、拉曼光谱以及沉积温度、射频功率、氢浓度对它们影响的研究，可以得到针对特定振动方式的峰和波段的分布。图 4-16 总结了这些结果[25,26]。2000 ~2150cm^{-1}的强吸收频段对应拉伸方式。SiH 的吸收出现在 2000cm^{-1}处，而 SiH_2、SiH_3 的吸收出现在较高频率的 2090cm^{-1}和 2150cm^{-1}处。另一个出现在 630 ~650cm^{-1}的强频段对应摇摆和振动方式。它们形成了相当宽的频段，同时不能明确辨别 SiH、SiH_2、SiH_3 之间的差异。850 ~910cm^{-1}频段对应弯曲（扭曲和变形）方式。

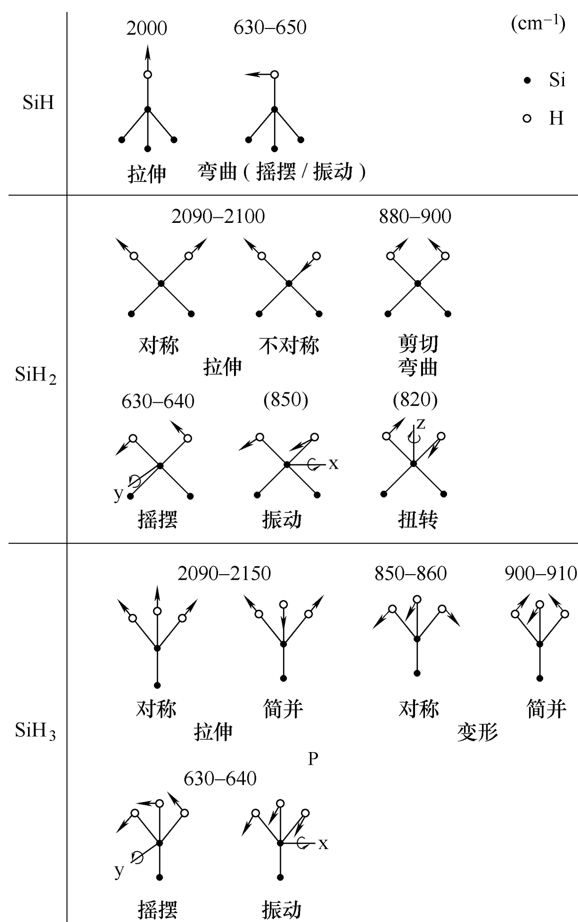


图 4-16　a-Si:H 中 SiH、SiH_2 和 SiH_3 组群的振动模式示意图[25,26]
(实心圆表示 Si 原子，空心圆表示 H 原子。每种模式的波数对应 IR 用 cm^{-1} 表示的波数)

第 4 章参考文献

1. Spear, W.E. and LeComber, P.G. (1975). Substitutional doping of amorphous silicon. *Solid State Communications*, 17, 1193–1196.

2. Carlson, D.E. and Wronski, C.R. (1976). Amorphous silicon solar cell. *Applied Physics Letters*, 28, 671–673.
3. Tawada, Y., Tsuge, K., Kondo, M., Okamoto, H., and Hamakawa, Y. (1982). Properties and structure of a-SiC:H for high-efficiency a-Si solar cell. *Journal of Applied Physics*, 53, 5273–5281.
4. Yamamoto, H., Baji, T., Matsumaru, H., Tanaka, Y., Seki, K., Tanaka, T., Sasano, A., and Tsukada, T. (1983). High-speed contact type linear sensor array using a-Si pin diodes. In *Extended Abstracts of the International Conference on Solid State Devices and Materials* (Tokyo, 1983) pp. 205–208.
5. LeComber, P.G., Spear, W.E., and Gaith, A. (1979). Amorphous-silicon field-effect device and possible application. *Electronics Letters*, 15, 179–181.
6. Snell, A.J., Mackenzie, K.D., Spear, W.E., and LeComber, P.G. (1981). Application of amorphous silicon field effect transistors in addressable liquid-crystal display panels. *Applied Physics*, 24, 357–362.
7. Spear, W.E., and LeComber, P.G. (1972). Investigation of the localized state distribution in amorphous Si films. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 8-10, 727–738.
8. Chittick, R.C., Alexander, J.H., and Sterling, H.F. (169). The preparation and properties of amorphous silicon. *Journal of Electrochemical Society*, 116, 77–81.
9. Mott, N.F. (1969). Conduction in non-crystalline materials III. Localized states in a pseudogap and near extremities of conduction and valence bands. *Philosophical Magazine*, 19, 835–852.
10. Kastner, M. (1972). Bonding bands, lone-pair band, and impurity states in chalcogenide semiconductors. *Physical Review Letters*, 28, 355–357.
11. Schülke, W. (1981). Structural investigation of hydrogenated amorphous silicon by X-ray diffraction. *Philosophical Magazine B*, 43, 451–468.
12. Polk, D.E. (1971). *Journal of Non-Cystalline Solids*, 5, 365.
13. Lang, D.V., Cohen, J.D., and Harbison, J.P. (1982). Measurement of the density of gap states in hydrogenated amorphous silicon by space charge spectroscopy, *Physical Review B*, 25, 5285–5320.
14. Street, R.A. (1991). *Hydrogenated Amorphous Silicon*, pp. 227–229. Cambridge: Cambridge University Press.
15. Tanielian, M. (1982). Adsorbate effects on the electrical conductance of a-Si:H, *Philosophicd Magazine*, B45, 435–462.
16. Street, R.A. (1991). *Hydrogenated Amorphous Silicon*, pp. 75, Cambridge: Cambridge University Press.
17. Spear, W.E. (1969). Drift mobility techniques for the study of electrical transport properties in insulating solids. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1, 197–214.
18. Tiedje, T. (1984). Information about band-tail states from time-of-flight experiments. In *Semiconductors and Semimetals*, edited by R.K. Willardson and A.C. Beer, Vol. 21: *Hydrogenated Amorphous Silicon*, Part C, Chap. 6. Orlando: Academic Press.

19. Fritzsche, H. (1984). Analysis of the traveling-wave technique for measuring mobilities in low-conductivity semiconductors, *Physical Review B*, 29, 6672–6678.
20. Kaneko, Y. and Fritzsche, H. (1991). Frequency dependence of drift mobility in a-Si:H measured by traveling-wave method, *Journal of Applied Physics*, 69, 8237–8240.
21. Tauc, J. (1974). Optical properties of amorphous semiconductors. In *Amorphous and Liquid Semiconductors*, edited by J. Tauc, P. 172. London and New York: Prenum Press.
22. Mott, N.F. and Davis E.A. (1979). *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2nd edn, pp. 287–289. Oxford: Clarendon Press.
23. Cody, G.D. (1984). In *Semiconductors and Semimetals*, edited by R.K. Willardson and A.C. Beer, Vol. 21, Part B, Chapter 2. Orlando: Academic Press.
24. Cody, G.D. (1992). Urbach edge of crystalline and amorphous silicon: a personal view. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 141, 3–15.
25. Brodsky, M.H., Cardona, M., and Cuomo, J.J. (1977). Infrared and Raman spectra of the silicon- hydrogen bonds in amorphous silicon prepared by glow discharge and sputtering. *Physical Review B*, 16, 3556–3571.
26. Lucovsky, G., Nemanich, R.J., and Knights, J.C. (1979). Structural interpretation of the vibrational spectra of a-Si:H alloys. *Physical Review B*, 19, 2064–2073.

第 5 章　扭曲向列液晶盒

TN（扭曲向列）液晶盒中的光电效应在 1971 年[1] 得到详细阐述，现在已经应用到有源矩阵液晶显示器（AMLCD）中。如图 5-1 所示，在两片覆盖有透明导电涂层的玻璃板之间置入 5μm 厚的液晶层。液晶分子的取向和玻璃板表面基本平行，并且相对于一边玻璃板的分子取向，另一边的分子取向扭曲了 90°，如图 5-2a 所示，于是从液晶底部到顶部分子连续扭曲了 90°。在每个板上液晶分子如此的排列是由于用纤维沿适当方向摩擦聚酰亚胺表面制备的。这种扭曲向列相取向模式和胆甾相液晶（见第 6 章）的平面结构相似。旋转 90° 盒的厚度是 5μm，可以推断相当于胆甾相的螺距为 20μm。因为螺距远大于光波的波长，当线偏振光穿过玻璃板时，它的偏振面会沿着液晶轴发生旋转。液晶分子取向 90° 的扭曲会引起线偏振光 90° 的旋转。因此，在常白（NW）模式，这里两个偏光片正交，当没有外加电场情况下，光穿过液晶盒。

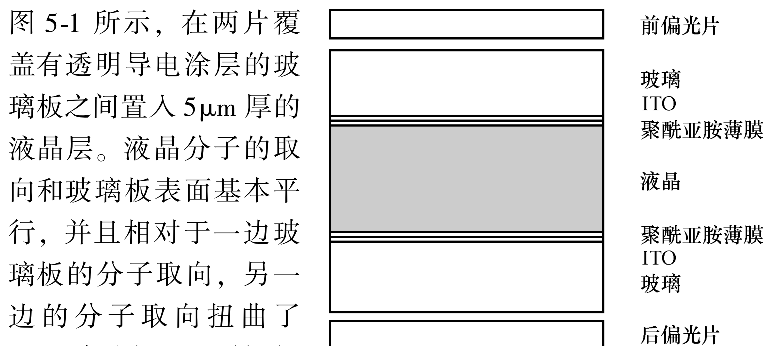


图 5-1　TN 液晶盒的基本结构（一层薄的（约为 5μm）液晶夹在两片玻璃基板之间。液晶盒被施加在透明 ITO 电极上的交流电驱动。平面的或均匀的分子取向通过摩擦聚酰亚胺膜层表面获得，两片玻璃基板上的对位取向方向相互垂直）

加在液晶盒上的外加电压可以改变液晶分子取向。当外加电压低于某个阈值时，取向不发生改变，但当电压达到阈值时，分

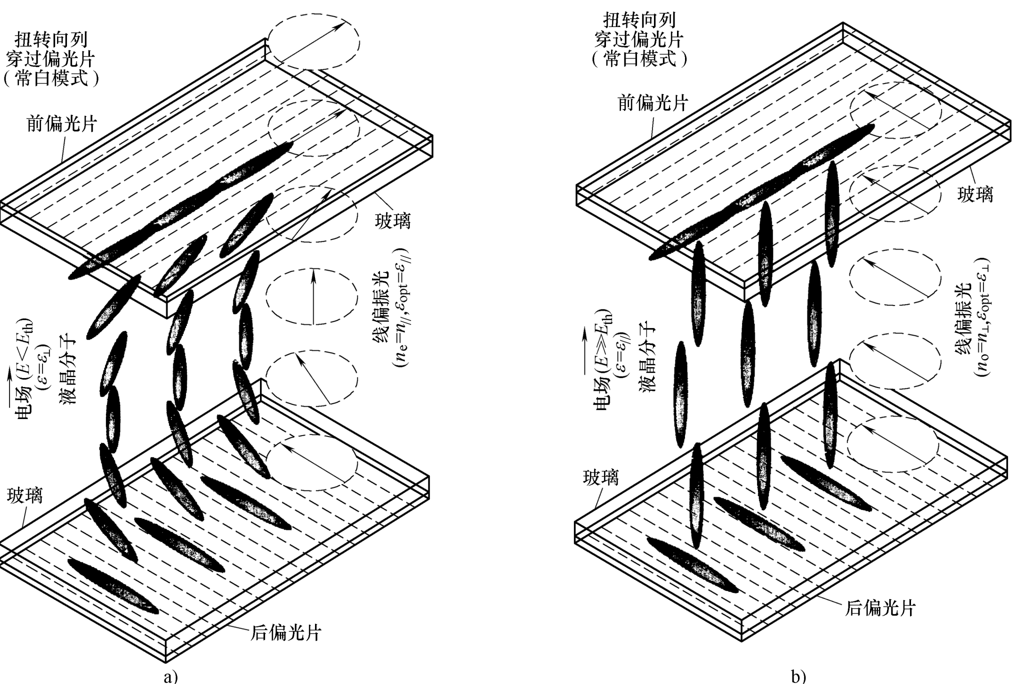


图 5-2　TN 液晶盒的分子取向

a）TN 液晶盒的分子取向（当没有电场施加时，从下部玻璃基板到上部玻璃基板分子取向旋转了 90°。当线偏振光穿过液晶盒时也旋转了 90°）　b）当足够高的电场施加在液晶和上时，分子垂直于玻璃取向（同型取向）偏振光的旋转不发生（这样光就被上偏振片遮挡不能从模组中射出）

子取向开始随电压改变，并趋于和玻璃板垂直。当电压值刚刚超过阈值时，除靠近玻璃表面区域的分子，其余分子的排列就与电场完全平行了（垂直配向）。这种情况下，如图 5-2b 所示，扭曲向列相盒是不旋光的，线偏振光穿过盒时，不发生旋转。于是，由于光偏振方向垂直于输出偏光片，因此没有光线穿过液晶盒。

最初提出的 TN 液晶盒使用一个平行配置：两个偏光片互相平行。在常黑（NB）模式下，无外加电场时，光不会透过；当外加电压大于阈值时，光可以透过。但是，当不存在偏压时，只有波长 λ 为 $2d\Delta n/\sqrt{3}$ 的单色光的透光率是 0。因此，在实际使用宽波段照明的显示器中，存在着一小部分的漏光，如图 5-3 所示。在 NB 模式下，漏光导致了对比度的下降，对比度的定义为“开态”和“关态”透光率的比值。

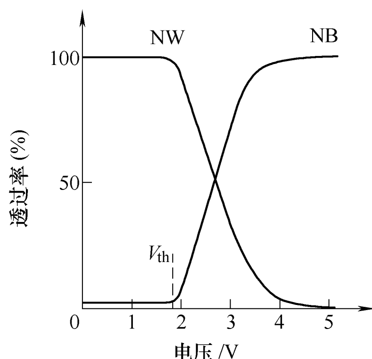


图 5-3　常黑（NB）和常白（NW）工作模式（这两个模式分别对应着偏光片相互平行和垂直配置）

但是在常白模式下，因为透光率是由对应着高偏压的“关态”透光率控制的，因此透光率降低很少。当外加电压足够高时，液晶分子排列的和电场方向平行或垂直于玻璃基片，同时偏振光的电矢量不发生旋转。不管光的波长是多少，光都不可能透过。“开态”时光能否透过依靠光的波长，但是这种透过对对比度并没有很大的影响。在常白模式下，可以很容易地得到超过 100 的对比度。这就是 TFT/LCD 为什么常选择常白模式的原因。

TN 盒的阈值电压被定义为从垂直配向到平均配向过渡区域的外推电压，如图 5-3 所示。盒的阈值电压一般为 2～3V，是由选择的混合液晶材料决定的。最高工作电压或显示器数字信号的

峰值振幅大约为 7 ~ 8V。由于液晶高的电阻，才有低的电压和电流，这大大降低了显示器的消耗功率。显示器工作时的电流密度小于 0. 1μA/cm^2，因此功率水平在 1μW/cm^2 左右。一台 10in 液晶显示器所需的能量低于 300μW。

5.1　TN 液晶盒的阈值电压

液晶分子很容易受外电场的影响。在一个盒结构中，如 TN 液晶盒的结构，边界上的分子和平行基板的表面或紧或松地结合。在考虑一个 TN 液晶盒的阈值电压之前，让我们先思考一个简单的例子[2]（见图 5-4）：一个厚度为 d 的向列相液晶层放置在笛卡儿坐标的两个平面（$z=0$ 和 $z=d$）之间。边界的偏转方向不受外电场的影响，总处于 x-y 平面，并假定平行于 x 轴。当引入外电场 E 后，偏转方向和 xy 平面的倾斜角用 θ 表示。当外电场超过某个特定值后，得到了 θ（z）。这种现象被称为 Freedericksz 跃迁[3]，并在均匀配向、同型配向和它们杂化的盒排列中可以被观察到。

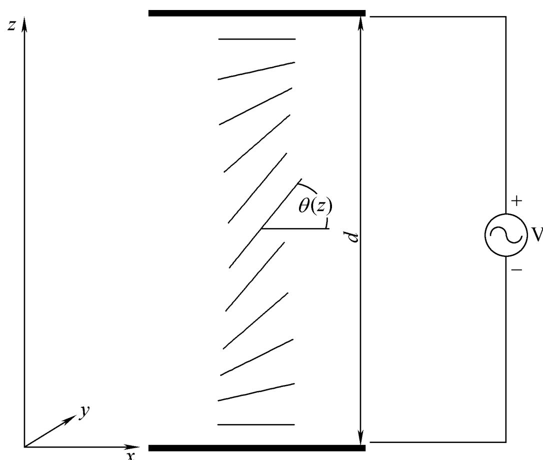


图 5-4　向列液晶盒的简单结构（其中偏转方向限定在 x-z 平面内，并且边界平行于 x 轴）

在偏转方向平行于 x 轴的均匀配向中，外电场下的偏转方向可由下式表示：

$$\boldsymbol{n}=[\cos\theta(z),0,\sin\theta(z)] \tag{5-1}$$

无外电场的指向总可以表示为

$$\boldsymbol{n}=[1,0,0] \tag{5-2}$$

玻璃基板表面上强烈锚定的边界条件由下式表示：

$$\theta(0)=\theta(d)=0 \tag{5-3}$$

式中 d——盒厚。

这种结构中，每单位弯曲应变面积上的自由能 F 可表示为

$$F=(1/2)\int_0^d[(k_{11}\cos^2\theta+k_{33}\sin^2\theta)(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}z)^2-\Delta\varepsilon E^2\sin^2\theta]\mathrm{d}z \tag{5-4}$$

式中 $\Delta\varepsilon=\varepsilon_{/\!/}-\varepsilon_{\perp}$ 是介电异向性；

k_{11} 和 k_{33}——液晶的弹性常数（参看第 6 章）。

考虑到自由能是一个很小的值的情况，于是我们得到下式（Euler's 方程）：

$$(k_{11}\cos^2\theta+k_{33}\sin^2\theta)(\mathrm{d}^2\theta/\mathrm{d}z^2)+(k_{33}-k_{11})\sin\theta\cos\theta(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}z)^2+\Delta\varepsilon E^2\sin\theta\cos\theta=0 \tag{5-5}$$

因为 θ 值很小，上式可以简化为

$$k_{11}(\mathrm{d}^2\theta/\mathrm{d}z^2)=-\Delta\varepsilon E^2\theta \tag{5-6}$$

因为 $\Delta\varepsilon>0$，这个方程的解可写成：

$$\theta(z)=C_1\cos[(\Delta\varepsilon/k_{11})^{1/2}Ez]+C_2\sin[(\Delta\varepsilon/k_{11})^{1/2}Ez] \tag{5-7}$$

式中 C_1 和 C_2——常数。

从边界条件（$\theta(0)=\theta(d)=0$）中可得到：

$$C_1=0 \tag{5-8}$$

$$\sin[(\Delta\varepsilon/k_{11})^{1/2}Ed]=0 \tag{5-9}$$

从式（5-9）可以得到：

$$(\Delta\varepsilon/k_{11})^{1/2}Ed=m\pi \qquad (m=0,1,2,\cdots) \tag{5-10}$$

$m=0$ 就对应无外加场的情况。在阈值场强 E_{th} 处 θ 角开始倾斜，这就是 $m=1$ 的情况。因为 $\Delta\varepsilon>0$，E_{th} 可由下式表示

$$E_{th} = (\pi/d)(k_{11}/\Delta\varepsilon)^{1/2} \tag{5-11}$$

阈值电压可表示为[4]

$$V_{th} = (k_{11}/\Delta\varepsilon)^{1/2} \tag{5-12}$$

我们可以得到一个重要结论：阈值电压与液晶盒的厚度无关。

当 θ 为有限值时，对式（5-5）积分可得：

$$(k_{11}\cos^2\theta + k_{33}\sin^2\theta)(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}z)^2 = C_3 - \Delta\varepsilon E^2\sin^2\theta \tag{5-13}$$

当 $z = d/2$ 时，我们求 $\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}z = 0$ 形式的解。因当 $z = d/2$ 时，$\theta(z)$ 取最大值 θ_m，同时关于这个平面对称。常数 C_3 由下式表示：

$$C_3 = \Delta\varepsilon E^2\sin^2\theta_m \tag{5-14}$$

式（5-13）简化为

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}z} = \left(\frac{\Delta\varepsilon E^2}{k_{11}}\right)^{1/2}\left[\frac{\sin^2\theta_m - \sin^2\theta}{\cos^2\theta + (k_{33}/k_{11})\sin^2\theta}\right]^{1/2} \tag{5-15}$$

因此，

$$\frac{E}{E_{th}} = \frac{2}{\pi}\int_0^{\theta_m}\left[\frac{1 + (k_{33}/k_{11} - 1)\sin^2\theta}{\sin^2\theta_m - \sin^2\theta}\right]\mathrm{d}\theta = 1 + \frac{1}{4}\frac{k_{33}}{k_{11}}\theta_m^2 + \cdots \tag{5-16}$$

上式给出了最大倾斜角 θ_m 和电场之间的关系。图 5-5 给出了当 $k_{33}/k_{11} = 1$ 时[5]，它们之间的关系曲线。

接下来，我们来考虑一个 TN 液晶盒的阈值电压。TN 液晶盒中的液晶被夹在两片玻璃板中间，并且玻璃板表面的偏转方向相差一个角度 ϕ_0（一般都为 $\pi/2$）。偏转方向是 z 的函数（见图 5-6 的坐标系），在 $z = 0$ 时平行于 x 轴。当 $z = d$ 时相对 x 轴转动 ϕ_0。当没有外加场时，偏转方向被写为 $n = [\cos\phi(z), \sin\phi(z), 0]$，同时边界条件为 $\phi(0) = 0$，$\phi(d) = \phi_0$。引入一个平行于 z 轴的外加电场后，受电场影响，指向趋向于电场排列。将相对于 $x-y$ 平面的偏离定义为 $\theta(z)$，我们得到：

$$\boldsymbol{n} = [\cos\theta(z)\cos\phi(z), \cos\theta(z)\sin\phi(z), \sin\theta(z)] \tag{5-17}$$

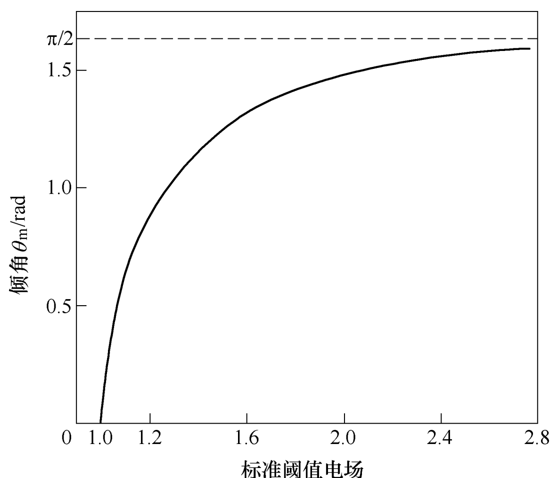


图 5-5　在图 5-4 的简单液晶盒结构中最大倾角和标准阈值电场的关系（最大倾角发生在液晶盒的中间平面）

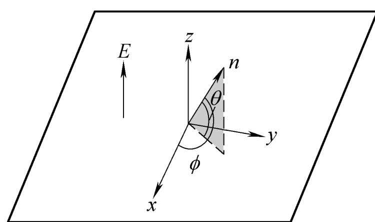


图 5-6　为分析扭曲向列液晶盒的笛卡儿坐标系（在底部（$z=0$）的偏转方向假设平行于 x 轴($\phi(0)=0$)。在顶部($z=d$)，相对于 x 轴扭转了 ϕ_0，ϕ_0 大致等于 $\pi/2$($\phi(d)=\pi/2$)）

$\theta(z)$的边界条件和强烈锚定的一样：$\theta(0)=\theta(d)=0$，此系统单位面积的自由能 F 由下式表示：

$$F = (1/2)\int_0^d [(k_{11}\cos^2\theta + k_{33}\sin^2\theta)(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}z)^2 + \cos^2\theta(k_{22}\cos^2\theta + k_{33}\sin^2\theta)(\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}z)^2 - \Delta\varepsilon E^2\sin^2\theta]\mathrm{d}z \tag{5-18}$$

式中　k_{11}、k_{22}和 k_{33}——扩张、扭曲、弯曲应力常数。

从自由能取最小值的条件可以得到方程（Euler’s 方程）如下：

$$(\mathrm{d}/\mathrm{d}z)[\cos^2\theta(k_{22}\cos^2\theta + k_{33}\sin^2\theta)(\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}z)^2] = 0 \tag{5-19}$$

和

$$(k_{11}\cos^2\theta + k_{33}\sin^2\theta)(\mathrm{d}^2\theta/\mathrm{d}z^2) + (k_{33} - k_{11})\sin\theta\cos\theta(\mathrm{d}\theta/\mathrm{d}z)^2 + \sin\theta\cos\theta[2k_{22}\cos^2\theta + k_{33}(\sin^2\theta - \cos^2\theta)](\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}z)^2 + \Delta\varepsilon E^2\sin\theta\cos\theta = 0 \tag{5-20}$$

因为 $\theta(z)$值很小,式(5-19)和式(5-20)可以线性化成

$$\mathrm{d}^2\phi/\mathrm{d}z^2 = 0 \tag{5-21}$$

和

$$k_{11}(\mathrm{d}^2\theta/\mathrm{d}z^2) + [(2k_{22} - k_{33})(\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}z)^2 + \Delta\varepsilon E^2]\theta = 0 \tag{5-22}$$

从式（5-21）及边界条件，我们得出：

$$\phi(z) = \phi_0 z/d \tag{5-23}$$

式（5-22）于是简化为

$$k_{11}(\mathrm{d}^2\theta/\mathrm{d}z^2) + [\Delta\varepsilon E^2 + (2k_{22} - k_{33})(\phi_0/d)^2]\theta = 0 \tag{5-24}$$

和简单向列相液晶盒一样的推导过程，我们得到 TN 液晶盒中阈值电压的表达式：

$$V_{\mathrm{th}} = \pi\{[k_{11} + (k_{33} - 2k_{22})/4]/\Delta\varepsilon\}^{1/2} \tag{5-25}$$

因为 $\phi_0 = \pi/2$ 并且 $\Delta\varepsilon > 0$，这个阈值电压和 TN 液晶盒的厚度同样无关。

从偏转方向运动的等式可以导出 TN 液晶盒的响应时间，它描述了由弹力和粘滞力引起的扭矩和外场之间的平衡。将式（5-24）的左边等于 $\gamma_1(\partial\theta/\partial t)$，我们得到：

$$k_{11}(\partial^2\theta/\partial z^2)+[\Delta\varepsilon E^2+(2k_{22}-k_{33})(\phi_0/d)^2]\theta=\gamma_1(\partial\theta/\partial t) \quad (5\text{-}26)$$

式中　t——时间；

γ_1——转动黏度的系数［参看式（6-72）］。

式（5-26）仅在θ很小的情况下成立，但对于目前的要求足够了。如果我们假定

$$\theta=\theta(z)[1-\exp(t/\tau_r)] \quad (5\text{-}27)$$

式中　τ_r——上升时间常数。

式（5-26）简化为

$$k_{11}(\mathrm{d}^2\theta(z)/\mathrm{d}z^2)+[(2k_{22}-k_{33})(\phi_0/d)^2+\Delta\varepsilon E^2-(\gamma_1/\tau_r)]\theta(z)=0 \quad (5\text{-}28)$$

其中，我们进一步假定当t很小时，$\theta=\theta(z)t/\tau_r$。通过与式（5-24）相同处理，我们得到一个方程：

$$\{[(2k_{22}-k_{33})(\pi/2d)^2+\Delta\varepsilon E^2-(\gamma_1-\tau_r)]/k_{11}\}^{1/2}d=\pi \quad (5\text{-}29)$$

从式（5-29）中可以得到，时间常数由下式表示：

$$\tau_r=\gamma_1 d^2/[\Delta\varepsilon(V^2-V_{th}^2)] \quad (5\text{-}30)$$

其中V_{th}即由式（5-25）确定。

经过同样推导可以得到衰变时间τ_d为

$$\tau_d=\gamma_1 d^2/(\Delta\varepsilon V_{th}^2) \quad (5\text{-}31)$$

从式（5-30）和式（5-31）我们可以看出，时间常数与盒厚的二次方成正比。因此，减小盒厚是缩短响应时间的有效途径[6]。

对于一个显示器如 LCD 或是 CRT 显示器，为了方便我们定义上升和下降时间为亮度达到满亮度 90% 和 10% 的时间（驱动电压接通和关闭后），如图 5-7 所示。接通时间和关闭时间（t_{ON}和t_{OFF}）由下式表示：

$$t_{ON}\approx 2.3\tau_r \quad (5\text{-}32)$$

和

$$t_{OFF}\approx 2.3\tau_d \quad (5\text{-}33)$$

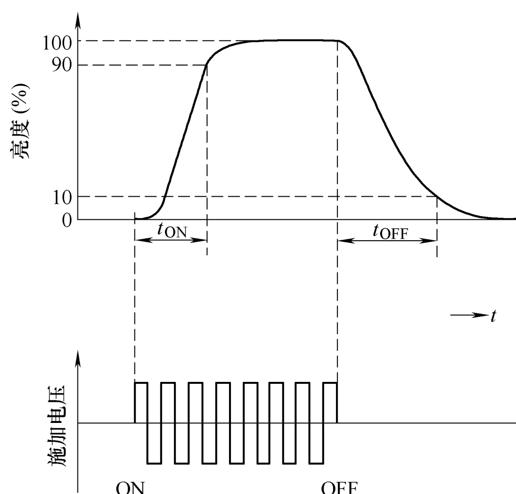


图 5-7　扭曲向列液晶盒的响应时间（在交流电压接通后的 $t = t_{ON}$ 时刻，显示亮度达到全部亮度的 90%。在电压切断后的 $t = t_{OFF}$ 时刻，显示亮度变成全部亮度的 10%）

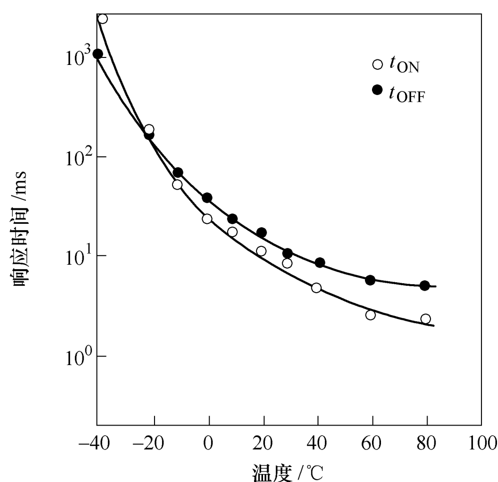


图 5-8　具有 4.8μm 盒厚的 TN 液晶盒的响应时间的温度依赖性[7]（在室温（$T = 20$℃）下，$t_{ON} = 14$ms，$t_{OFF} = 17$ms）

图 5-8 给出了 t_{ON} 和 t_{OFF} 与温度之间的依赖关系[7]。接通时间一般短于关闭时间，室温下，它们都在 10ms 数量级左右。由于电视和电脑终端的应用，需要合理的响应时间。

5.2　TN 液晶盒的 C—V 特性

在 2.3.2 节已经阐述过，由于 a-Si TFT 寄生电容的存在，在像素电极上会发生直流电压的偏移。偏移量 ΔV 由下式［式（2-30)］表示

$$\Delta V = V_a C_{gs} / (C_{gs} + C_{st} + C_{1c})$$

如果液晶盒的电容 C_{1c} 是恒定的，将很容易消除这个偏移电压。但是很不幸，C_{1c} 随外加电压而改变，且直流偏移电压随像素不同而改变，随时间不同也改变。

由于液晶介电常数各向异性，C_{1c} 的变化与偏压的关系如图 5-9 所示。当偏压低于阈值电压时，扭曲向列相液晶盒的电容由下式表示：

$$C_{1c} = \varepsilon_{\perp} A/d \tag{5-34}$$

式中　d——液晶盒的厚度；

A——一个像素电极的有效面积；

$\varepsilon_{\perp}$——与分子取向垂直方向上的介电常数。

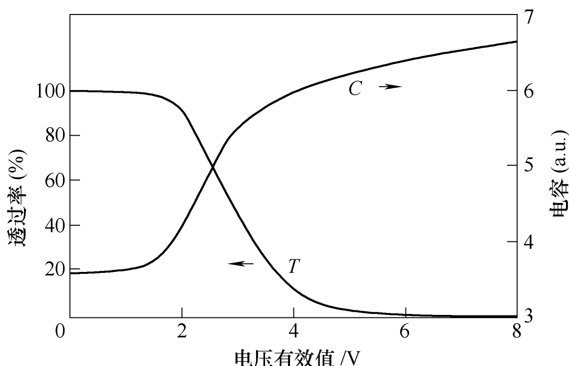


图 5-9　液晶盒的电容和常白模式液晶盒的透光率与施加电压的关系

高于阈值电压时，电容开始增加，式（5-34）开始起作用。当偏压足够高时，C_{1c}可表示为

$$C_{1c}=\varepsilon_{/\!/}A/d \tag{5-35}$$

式中　$\varepsilon_{/\!/}$——平行于分子取向方向上的介电常数。

值得提及的是，这里使用的介电常数都是针对低频电场的。因为电场方向垂直于玻璃板，所以在低于阈值电压时，它也垂直于液晶分子的取向矢量或光轴。另一方面，线偏振光的电矢量平行于玻璃板和分子取向。因此，低于阈值电压时介电常数为 $\varepsilon=\varepsilon_{/\!/}$对应光波波长，反之介电常数为 $\varepsilon=\varepsilon_{\perp}$对应静电场。但是在高于阈值电压时，情况发生了逆转。如图 5-2b 所示，液晶分子垂直排列，介电常数变成 $\varepsilon=\varepsilon_{\perp}$对应光波波长，$\varepsilon=\varepsilon_{/\!/}$对应静电场。

5.3　TN 液晶盒的光学性能

TN 液晶盒是由偏光片、扭曲向列相液晶和检偏器组成。偏光片（检偏器）能将某一方向光的分量透过，而吸收其他方向的光的分量。光波的电场方向垂直于传播方向（z 轴），光波的磁场方向既垂直于电场方向也垂直于传播方向。但是磁场的大小为 E/c（c 为光速）。因此，光波的性能主要取决于电场。电场随一个频率振动。电场的 x 和 y 方向值随具有独立相位的频率正弦变化。如果相位差为 p，电场由下式表示：

$$E_x=E_{xo}\sin(\omega t) \tag{5-36}$$

和

$$E_y=E_{yo}\sin(\omega t+p) \tag{5-37}$$

式中　ω——角频率，$\omega=2\pi f$。

线偏振光是相位匹配光：$p=0$（或 $p=n\pi$）。圆偏振光的相位差 $p=\pi/2$ 或（$2n-1$）$\pi/2$，x 和 y 方向的振幅是相同的（$E_{xo}=E_{yo}$），如图 5-10 所示。

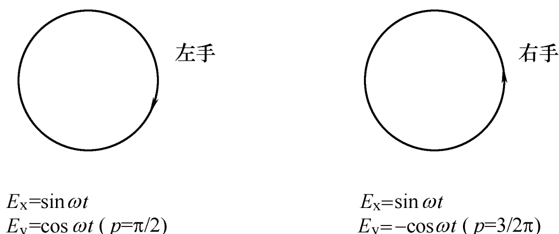


图 5-10　圆偏振光具有振幅相等的 x 和 y 分量
（相差是 π/2 的整数倍）

TN 液晶盒中的液晶分子从顶部到底部发生了 90°的旋转。这些设备所用材料有双折射效应，且介电常数为正，如下：

$$n_e - n_o = \Delta n > 0 \tag{5-38}$$

$$\varepsilon_{/\!/} - \varepsilon_{\perp} = \Delta\varepsilon > 0 \tag{5-39}$$

式中　n_o 和 n_e——普通折射率和非常折射率。

在液晶中，这种双折射由下式表示：

$$\Delta n = n_{/\!/} - n_{\perp} \tag{5-40}$$

穿过盒的光的偏振面的旋转是和盒中分子 90°的旋转有关联的。如果光的偏振面和盒入口处分子取向总是平行，由于液晶的存在，偏振面旋转 90°，如图 5-2a 所示。

当沿 z 轴方向施加外电场，分子的倾斜角也变成与电场平行。如果场强变得足够高，分子排列完全平行于电场，形成无旋光度的垂直态。图 5-2 给出了在互相正交的偏光片之间，TN 液晶盒的光透过性能（常白模式），此时无外加场（见图 5-2a）；外电场存在时，转变为消光状态（见图 5-2b）。

光波 ψ[8,9] 偏振椭圆的变化可以由方程表示，通过对此方程的求解，可以分析偏振光在各向异性介质如液晶中的传播。这个方程是一个普通一阶微分方程 $\psi = \psi$（z，ψ_0），ψ_0 为 $z = 0$ 时的值；也就是偏振光的入射状态。ψ 是一个描述入射光波偏振椭

圆的单独复杂变量。方位角 ϕ 和椭圆率 e 可由下式从 ψ 中计算得到

$$e=(|\psi|-1)/(|\psi|+1) \tag{5-41}$$

$$\phi=(1/2)\arg\psi \tag{5-42}$$

在一个 TN 液晶盒中，当 $z=0$ 时，取向平行于 x 轴，$z=d$ 时，取向平行于 y 轴。偏振现象由下式描述：

$$\mathrm{d}\psi/\mathrm{d}z=[(i\pi\Delta n/\lambda)\exp(-i\pi z/d)]\psi^2-(i\pi\Delta n/\lambda)\exp(i\pi z/d) \tag{5-43}$$

方程的通解可以通过将下式带入获得：

$$\psi=f(z)\exp(i\pi z/d) \tag{5-44}$$

偏振光脱离平面（当 $z=d$ 时），偏振可化为

$$\psi=(-1)\frac{(1+u^2)^{1/2}-i(1+u)\tan[(\pi/2)(1+u^2)^{1/2}]}{(1+u^2)^{1/2}+i(1-u)\tan[(\pi/2)(1+u^2)^{1/2}]} \tag{5-45}$$

其中，当中的扭曲角度为 $\pi/2$ 时，$u=2d\Delta n/\lambda$。

根据式（5-41）、式（5-42）、式（5-45），我们得到

$$e=\tan\{(1/2)\sin^{-1}([2u/(1+u^2)]\sin^2[(\pi/2)(1+u^2)^{1/2}])\} \tag{5-46}$$

$$\tan(2\phi)=\frac{2(1+u^2)^{1/2}\tan[(\pi/2)(1+u^2)^{1/2}]}{1+u^2-(1-u^2)\tan^2[(\pi/2)(1+u^2)^{1/2}]} \tag{5-47}$$

这些公式定义了从 TN 液晶盒透出光线的偏振状态。图 5-11 给出了式（5-46）中椭圆率 e、式（5-47）中旋转角 ζ（$=(\pi/2)+\phi$）与简化等效盒厚 u（$=2\Delta nd/\lambda$）之间的函数关系。椭圆率和旋转角都随 u 振动，当 u 值增大时，这种趋势减弱。在 u 值增大的极限内有

$$u(=2\Delta nd/\lambda) \gg 1 \tag{5-48}$$

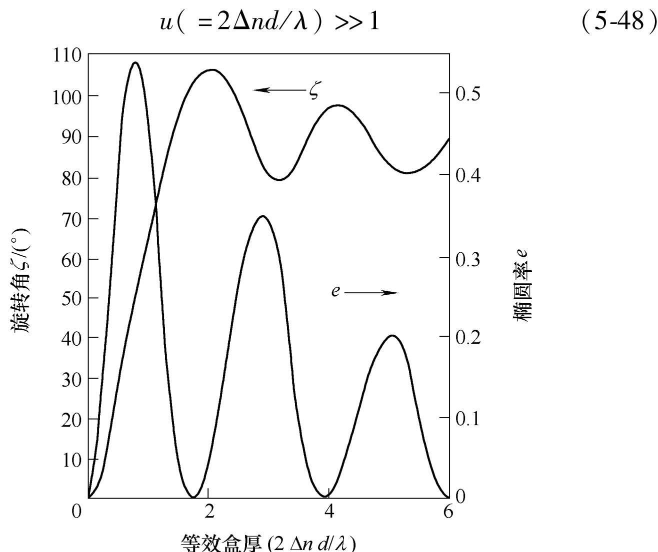


图 5-11　椭圆率 e 和 TN 液晶盒光线透出平面的旋转角 ζ（=（π/2）+ϕ）（对于显示液晶盒来说最常用的 u（=$2\Delta nd/\lambda$）的选择是 $u=\sqrt{3}$）

当光穿过液晶盒时，光的偏振旋转了 90°，不管入射光的波长是多少，当光透过液晶盒时，光的偏振方向平行于 y 轴，这个条件叫做 Mauguin 极限。但是要达到这个极限，d 值必须非常大，这在实际中是不可能，通常都会选择一个较小的 d 值。在这种情况下，光在穿过液晶盒后变成了椭圆偏振光。只有当下式满足时，穿过的光才会是线偏振光：

$$2\Delta nd/\lambda = \sqrt{m^2-1} \tag{5-49}$$

式中　m——一个整数，当 $m=2$ 时，具有最小也是最常用的盒厚，这时

$$d=(\sqrt{3}/2)\lambda/\Delta n \tag{5-50}$$

由式（5-45）可以得到透光率 T，对于偏光片平行的系统（NB 液晶盒），T 可以表示为

$$T=\frac{\sin^2[(\pi/2)(1+u^2)^{1/2}]}{1+u^2} \tag{5-51}$$

对于偏光片正交的系统（NW 液晶盒），有

$$T'=1-T \tag{5-52}$$

图 5-12 表示了式（5-51）和式（5-52）。

如前所述，透光率随 u 振荡；当无外加场时，对应于式（5-50）中的 u 值，偏光片平行则无光波透过，偏光片正交则全部透过。但是对于一个厚度为 d 的液晶盒，只有给定频率的单色光才能出现上述情况，光的波长为

$$\lambda=2\Delta nd/\sqrt{3} \tag{5-53}$$

在 TFT/LCD 中，使用了 3 种颜色（红、绿、蓝），一个液晶盒对所用这 3 种颜色满足式（5-53）是不可能的。并且因为每种颜色的带宽都在 100nm 左右，所以没有一种颜色会满足式（5-53）。对于不同于式（5-53）给出波长的发射光，光为椭圆偏振，且光轴不同于 y 轴。图 5-13 显示了显示器（NB 液晶盒和 NW 液晶盒）的透光率和驱动电压的关系[11]。在 NB 液晶盒或偏光片平行的系统中，无外场的情况下，光存在着严重的漏光；对于这 R、G 和 B 3 种颜色，可以观察到透射过程中的散射。因此，显示器的对比度（CR）定义为

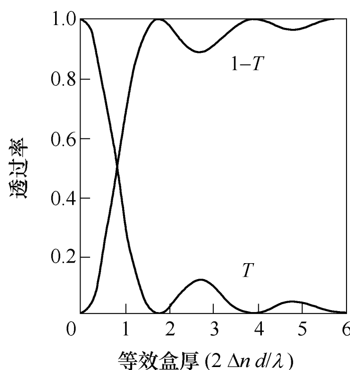


图 5-12　TN 液晶盒的透光率是 $u=2\Delta nd/\lambda$ 的函数（T 和 $1-T$ 的曲线分别对应常黑和常白模式的液晶盒）

$$CR=T_{on}/T_{off} \tag{5-54}$$

式中　T_{on} 和 T_{off}——全透光和全不透光状态的透光率。

全不透光状态的漏光和散射严重降低了对比度，这就是为什么显示器常选用的是正交偏光片或 NW 模式。

即使在图 5-13 所示的 NW 模式中，当无外场时，透射中的

散射是非常明显的。但是在这种操作模式下，可以通过增加最大操作电压来提高对比度。当电压提高时，透光率降低，同时波长依赖性消失。无外场透光率的散射对对比度的影响不太高，在整个颜色范围内很容易得到高于 100 的对比度。由于这种效应，常白模式应用得非常广泛。

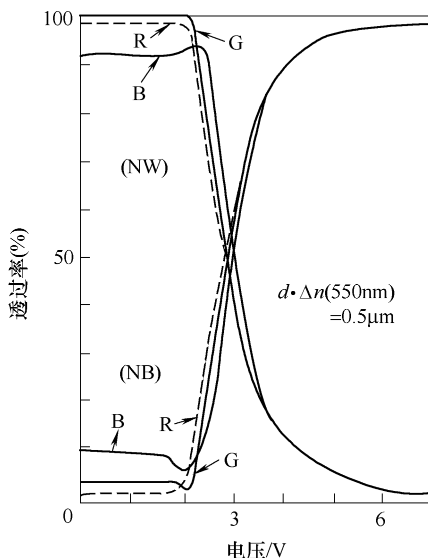


图 5-13　NW 和 NB 模式 TN 液晶盒的透光率是施加电压的函数[11]
（在实际的显示中 0.5μm 的 Δnd 值是最常用的。低于阈值电压时波长对透光率的依赖性决定了 NB 液晶盒的对比度）

显示器可视角度也是一个重要的参数。随观察角的变化，透光率的变化也变得复杂，因为光路径的长度依赖于入射角。D. W. Berreman[12]计算出了图 5-6 所示笛卡儿坐标中液晶盒的可视角度性能。倾斜角 θ 和方位或转动角 ϕ 被定义，且底面的取向平行于 x 轴，顶面的取向平行于 y 轴，光线沿 z 轴传播。沿 z 轴方向施加电场。

图 5-14 给出了 θ 和 ϕ 与 z 之间的函数关系。计算时假定盒厚为 10μm，液晶（MBBA 掺杂）的介电常数为正，氦氖激光（633nm）的普通折射率和特别折射率分别为

$$n_o = 1.54(\varepsilon_\perp/\varepsilon_o = 2.37) \tag{5-55}$$

$$n_e = 1.75(\varepsilon_{/\!/}/\varepsilon_o = 3.06) \tag{5-56}$$

玻璃和液晶的普通光轴的折射率相匹配。同时假定，$k_{11}/k_{33} = 0.79$，$k_{22}/k_{33} = 0.48$。

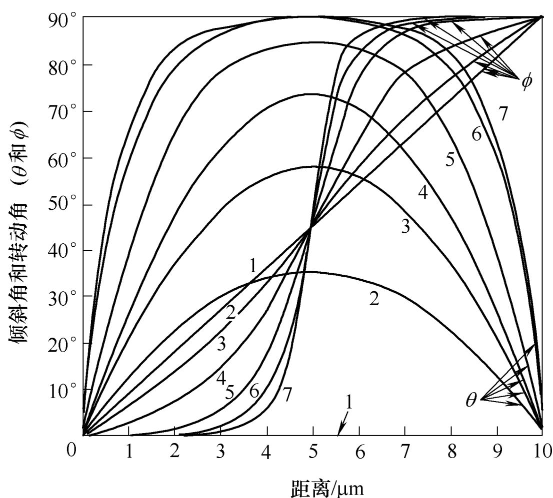


图 5-14　TN 液晶盒的倾斜角 θ 和转动角 ϕ 作为 z 的函数[12]

（图中的数字对应着电压与阈值电压 V_{th} 的比值：

V/V_{th} =（1）≤1,（2）1.083,（3）1.295,

（4）1.69,（5）2.56,（6）3.42,（7）4.12）

图 5-15 给出了不同场强下计算出的透光率和入射角之间的关系。在这个例子中，起偏器沿 y 轴传递光电矢量（底部的取向沿 x 轴），检偏器平行于起偏器，结构不同于常用的沿 x 轴传递光电矢量的起偏器。但是因为当起偏器取向平行于 x 轴比垂直于 x 轴的曲线差异只有 1%，如图 5-15 所示，因此这些结果能扩展用于常用的 TN 液晶盒结构。

入射光线的方向绕 z 轴转动 45°后，透光率曲线如图 5-16 所示。不改变液晶盒和偏光片，可以很清楚地看到图 5-15 和图 5-16 的差别，图 5-16 中可视角度范围更广。因此实际在 TFT/LCD（见图 2-2）中常选用图 5-16 中计算出来的曲线所对应的液晶盒结构。尽管这里所描述的模型和实际的显示器有一些差异，但图 5-16 中的数据还是很好地描述了 TFT/LCD 在垂直方向上可视角度的性能。

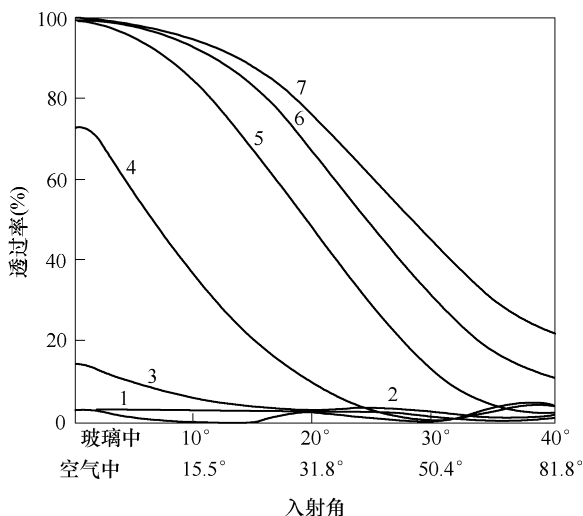


图 5-15　图 5-6 中的 *x-z* 平面透射率作为入射角的函数[12]
（曲线对应于图 5-14 中 V/V_{th} 的 7 个值）

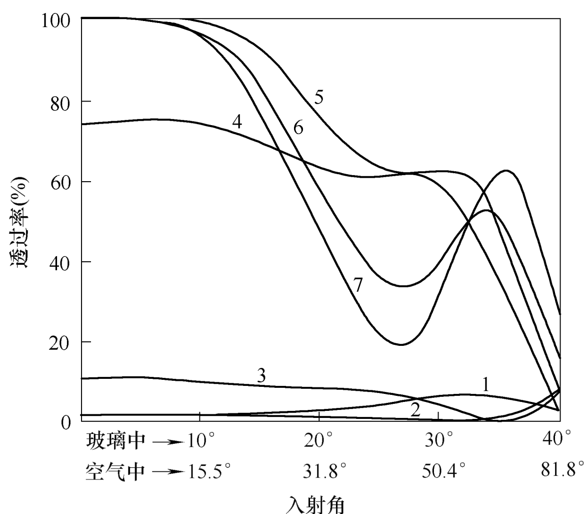


图 5-16　透射率除了绕 *z* 轴旋转了等于 45°的 θ 角
或将入射光绕 *z* 轴旋转 45°以外和图 5-15 的结构
相同[12]（曲线的标签依然和图 5-14 中的一样）

制造一个 TN 液晶盒，必须要精确控制玻璃板上液晶分子的排列或取向。覆盖在玻璃板上的聚酰亚胺薄膜必须沿一个特定的方向摩擦。摩擦可以在聚酰亚胺薄膜上产生凹槽，这些凹槽使液晶分子沿摩擦方向排列。因为液晶分子是长条状的，所以平行于凹槽排列和垂直于凹槽排列之间有很大的能量差[2]。于是产生了强烈锚定或平面排列，预倾角（玻璃板和取向之间的角度）变得很小。

但是从实际来说，强烈锚定不是一个好的选择。小的预倾角（$\theta(0)=\theta(d)=0$）趋向于产生一个相反的倾斜，并且当反方向的倾斜产生时，液晶盒根据不同的扭曲方向分成不同区域（畴）。在右手扭曲区域和左手扭曲区域之间有一条线，对应于区域边界。这个边界叫做旋转位移线，赋予了液晶一个特征结构，被称为“条纹结构（Schlieren textur）”或“structure à noyaux”。这条旋转位移线类似于固态晶体中的位错，它的存在降低了画面质量。液晶的区域结构和固体中的多晶结构相似，但是如果合理制备液晶盒，液晶中的多晶结构可以被消除。TFT/LCD 中的液晶具有单晶性能，这是向列相的一个非常重要的特征。

为了消除分畴或反方向的倾斜，人们提出了几种方法。最常用的方法是使用一个限定的预倾角而不是平面强烈结合。在实际显示器中常用一些度数很小的预倾角。可以通过摩擦过程中的表面处理和选择合适的配向层的材料可以制备预倾角。

如上所述，液晶显示器有一个固有缺点，它的可视角度性能不如 CRT 显示器、等离子显示器和场致显示器。这是因为双折射效应依赖于液晶盒的光路长度，而光路长度取决于显示器的观察角。为了减小透光率对观察角的依赖，人们常常使用图 5-17 所示的配向形式（参照对图 5-16 的讨论）。TN 液晶盒的光学性能对应于垂直面板入射光的性能。如果面板垂直或水平转动，有效光路长度或 u 将增加，这些加剧了透光率的变化。面板垂直转动，图 5-18 显示了对于 16 种灰度，透光率随观察角的变化情况[13]。对比普通情况，曲线显示出不对称的性能。可以分辨出 16

种灰度的观察角范围并不太宽，即 +5°到 -20°。

为了提高图 5-18 中的可视角度，人们提出了双畴（two-domain）TN 盒[14]，结构如图 5-19 所示。这个液晶盒含有两个不同排列的区域，而且图 5-19 中区域 1 的摩擦方向不同于区域 2 的，因此预倾角也是相反的。在这种结构中，两个区域的性能被整合平均了；因此，可以获得正常入射光下对称的透光率和宽阔的可视角度。图 5-20 显示了另一种模式，同样

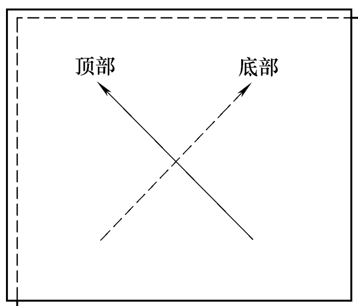


图 5-17　TFT/LCD 中常用的配向结构（在玻璃基板底部界面配向方向旋转了 45°，在玻璃基板顶部界面旋转了 -45°）

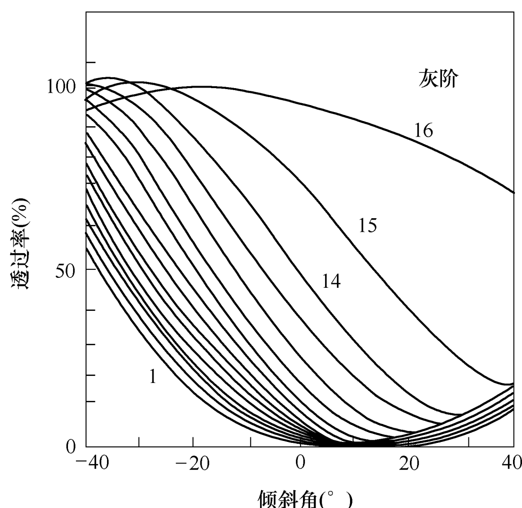


图 5-18　当 TFT/LCD 垂直旋转时透射率的角度依赖性（显示出 16 灰阶的透光率作为视角的函数）

利用了两个区域预倾角之间的不同[15]。这些区域使用了不同的配向层材料：有机材料和无机材料。因此，虽然两个区域的摩擦方向相同，但是预倾角是不同的。图 5-21 显示了，对于图 5-19 和图 5-20 的复合结构，透光率和视角[13]的关系曲线。明显可以观察到在正常入射情况下的对称性能和宽阔的可视角度。

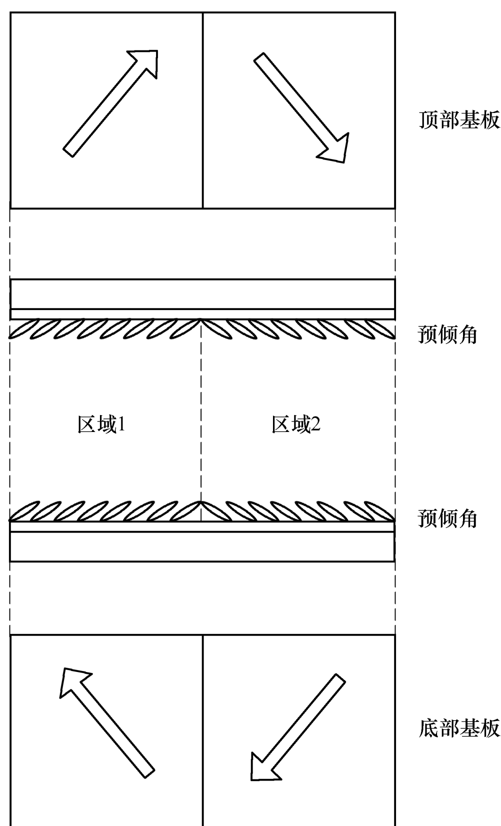


图 5-19　扭曲向量液晶显示的双畴摩擦方向和预倾角[14]（这种结构提高了视角特性）

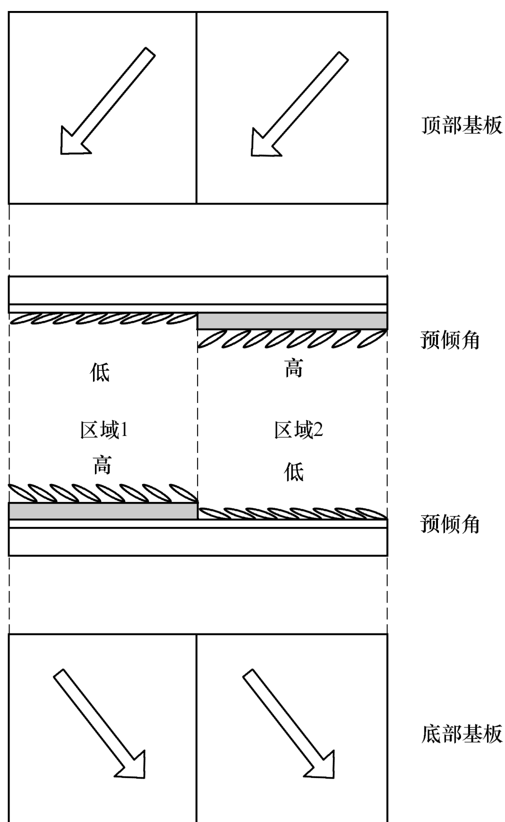


图 5-20　扭曲向量液晶显示的畴分割[15]
（采用高低的预倾角来提高视角特性。
配向层是有机（灰色区域）和无机的）

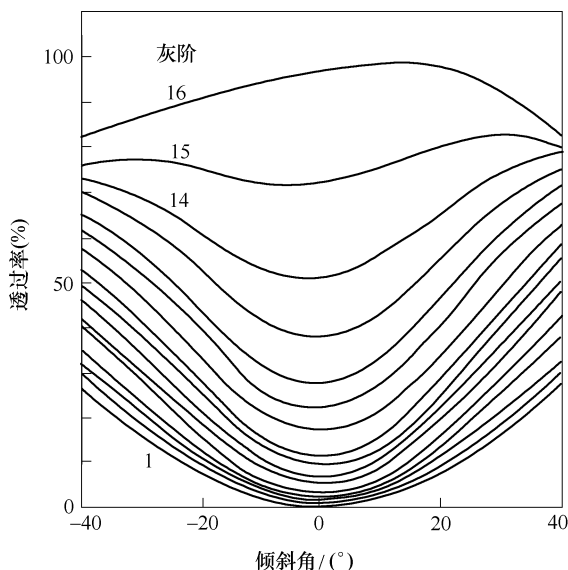


图 5-21　沿着 TN 液晶盒垂直方向透光的角度依赖性
(通过组合不同的摩擦方向和高低的预倾角达到了正常
入射情况下的对称特性。在底部，摩擦方向分为
两个区域并且预倾角高，在顶部摩擦方向
不均匀并且预倾角低[13])

5.4　超扭曲向列（STN）液晶盒

在阈值以上，从开到关和从关到开，TN 液晶盒的透光率都显示出适中的转变。这种转变有一个线性特征，并且灰度的产生较容易，特别在 TFT/LCD 中。但是在被动矩阵 LCD 中，这种缓慢的转变产生的不利比有利多得多。在大信息容量的被动矩阵 LCD 中，多路技术在阈值以上需要从关到开快速转变。另外，当被动 LCD 的行和列高度多元化时，这些显示器的对比度变低，可视角度变窄。根据 Alt 和 Pleshko 的理论[16]，当外加 rms 电压（电压有效值）满足下列等式时，可以最优驱动具有 m 行的矩阵：

$$V_s = [(m^{1/2}+1)/(m^{1/2}-1)]^{1/2} \tag{5-57}$$

和

$$V_{ns} = 1 \tag{5-58}$$

式中 V_s 和 V_{ns}——被选像素和未选像素的 rms 电压[17]。当扫描行数 m 增加后，选择电压接近于式（5-58）的未选电压。如果 m 等于 100，选择电压 V_s 为 1.11。因此，如果 $m=400$，$V_s=1.05$，选择电压只比未选电压高几个百分点。

超扭曲向列（STN）液晶的发展满足了式（5-57）及式（5-58）所描述的需要。STN 液晶盒是扭曲角约为 270°的液晶盒，同时具有较高的前倾角。因为超扭曲双折射效应（SBE），人们注意到了这种液晶盒。最原始的 SBE 技术（低预倾角）已经被改进了，现在常用的是 STN[19,20]。但是 STN 液晶盒的基本原理和 SBE 相同。图 5-22 展示了 28°的手性向列层中间平面的取向的电压依赖性。当总的扭曲角 ϕ 增加到 245°以上时，出现双稳态范围，并且经常使用的扭曲角为 270°。

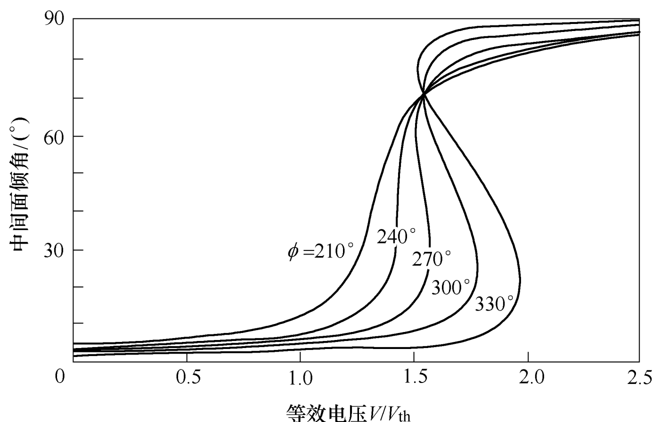


图 5-22　在 STN 液晶盒的中平面局域指向的倾斜角的理论曲线作为等效电压 V/V_{th} 的函数（其中 V_{th} 是具有 0 预倾角的非扭曲层 Freedericksz 阈值电压[18]）

为了确保显示器中会发生扭曲角（270°左右）的变形，需要求在两个界面都有高的预倾角（5°～30°）。随着预倾角的变小，180°或更小的扭曲角的变形会变得更加稳定。STN 液晶盒中偏光片的放置也和 TN 液晶盒的不同。对于一个左手扭曲 270°的向列相液晶层，当①前偏光片取向为电场矢量的振动平面与液晶层平面的投影成 30°②后偏光片与底部边界液晶的取向的投影成 60°，得到最优状态。剩余扭曲和选择状态的延迟需要这种定位。因为光在液晶层中传播所产生的干涉，在未选状态，显示出一种黄色的双折射颜色。任一偏光片旋转 90°都会产生一个图像，作为对前面提到的黄色状态的补充，它的选择状态是无色明亮的，未选状态是暗蓝的（蓝色模式）。最近，延迟膜的发展使白色状态 STN 显示器的生产成为可能。

STN 显示器的阈值电压如下[21]：

$$V_{th} = (\{4\pi(d/p)k_{22} - [k_{33} - 2(k_{33} - k_{22})\cos^2\theta_0]\phi\}\phi/\Delta\varepsilon)^{1/2} \tag{5-59}$$

式中　ϕ——总的扭曲角度；

θ_0——预倾角；

p——手性螺距；

d——盒厚。

阈值电压为 2～3V，同时 20℃时 STN 液晶盒的响应时间在几百毫秒左右。可以获得 10:1 或更高的对比度，同时视角锥与垂直于显示平面的法线的夹角为 30°。

第5章参考文献

1. Schadt, M., and Helfrich, W. (1971). Voltage-dependent optical activity of a twisted nematic liquid-crystal. *Applied Physics Letters*, 18, 127–128.
2. Nehring, J., Kmetz, A.R., and Scheffer, T.J. (1976). Analysis of weak-boundary-coupling effects in liquid-crystal displays. *Journal of Applied Physics*, 47, 850–857.
3. Freedericksz, V., and Zolina, V. (1933). *Trans. Faraday Society*, 29, 919.
4. Gruler, H., Scheffer, T.J., and Meier, G. (1972). Elastic constants of

nematic liquid-crystals. *Z. Naturforsch.*, A27, 966–976.

5. Ohtsuka, T. (1991). Basic theory and physical characteristics of liquid-crystal. In *Liquid Crystalline Materials*, edited by S. Kusabayashi, p. 33. Tokyo: Kohdansha (In Japanese).
6. Jakeman, E. and Raynes, E.P. (1972). Electro-optic response times in liquid-crystals, *Physics Letters*, 39A, 69–70.
7. Katoh, K., Imagi, S., and Kobayashi, N. (1988). Active-matrix-addressed color LCDs for avionic application. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Anaheim, 1988), pp. 238–241. California: SID.
8. Gooch, C.H. and Tarry, H.A. (1975). The optical properties of twisted nematic liquid-crystal structures with twist angles ≤90°. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 8, 1575–1584.
9. Gooch, C.H., and Tarry, H.A. (1974). Optical characteristics of twisted nematic liquid-crystal films. *Electronics Letters*, 10, 2–4.
10. Azzam, R.M.A. and Bashara, N.M. (1972). Simplified approach to the propagation of polarized light in anisotropic media-application to liquid-crystals. *Journal of the Optical Society of America*, 62, 1252–1257.
11. Funada, F., Okada, M., Kimura, N., and Awane, K. (1988). Selection and optimizing of liquid-crystal display modes for the full color active-matrix LCDs, *Journal of the Institute of Television Engineers*, 42, 1029–1034 (In Japanese).
12. Berreman, D.W. (1973). Optics in smoothly varying anisotropic planar structures: application to liquid-crystal twist cells. *Journal of the Optical Society of America*, 63, 1374–1380.
13. Takatori, K., Sumiyoshi, K., Hirai, Y., and Kaneko, S. (1992). A complementary TN LCD with wide-viewing-angle grayscale. In *Proc. of the 12th International Display Research Conference* (Hiroshima, 1992), pp. 591–594. California: SID, Tokyo: ITE.
14. Yang, K.H. (1991). Two-domain twisted nematic and tilted homeotropic liquid-crystal displays for active matrix applications. In *Proc. International Display Research Conference* (San Diego, 1991), pp. 68–72, California: SID.
15. Koike, Y., Kamada, T., Okamoto, K., Ohashi, M., Tomita, I., and Okabe, M. (1992). A full-color TFT-LCD with a domain-divided twisted-nematic structure. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (Boston, 1992), pp. 798–801. California: SID.
16. Alt, P.M., and Pleshko, P. (1979). Scanning limitations of liquid-crystal displays. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-21, 146–155.
17. Nehring, J., and Kmetz, A.R. (1979). Ultimate limits for matrix addressing of rms-responding liquid-crystal displays. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-26, 795–802.
18. Scheffer, T.J., and Nehring, J. (1984). A new, highly multiplexable liquid-crystal display. *Applied Physics Letters*, 45, 1021–1023.
19. Leenhouts, F., and Schadt, M. (1986). Electro-optics of supertwist dis-

plays: dependence on liquid-crystal material parameters. In *Proc. 6th International Display Research Conference* (Tokyo, 1986), pp. 388–391. California: SID, Tokyo: ITE.

20. Kinugawa, K., Kondo, Y., Kanasaki, M., Kawakami, H., and Kaneko, E. (1986). 640 × 480 pixel LCD using highly twisted birefringence effect with low pretilt angle. In *Digest of Technical Papers of the Society for Information Display International Symposium* (San Diego, 1986), pp. 122–125. California: SID.
21. Breddels, P.A., and van Spraing, H.A. (1985). An analytical expression for the optical threshold in highly twisted nematic systems with nonzero tilt angels at the boundaries. *Journal of Applied Physics*, 58, 2162–2166.

第 6 章　液　　晶

在物质的晶体状态中，固体形成的三维点阵具有长程有序。当固体加热到熔点以上时，就变成了各向同性的液体，既无长程有序，亦无短程有序。液晶就是固态晶体和各向同性液体之间的物质（见图 6-1）。



图 6-1　液晶相定义为在固态晶体与液体之间的中间状态（热致液晶相出现在熔点 T_m 与清亮点 T_c 之间的温度区间）

能显现出液晶相的物质由许多棒状分子组成。因为这种分子的特点或各向异性，固体在熔点 T_m 时不会立即转变成液体，而变成这种过渡的液晶相。这种相中，如平常液体一样，重力或位置顺序失去了，但是仍剩余一定的分子取向顺序。如果这种材料进一步加热到 T_c 以上，这种流体就会变为各向同性的液体。这两种相的中间相就是液晶相。在这种相中，流体是混浊的，并在相交偏光片之间观察时，会发现强烈的双折射性。因为“液晶”这个名字存在矛盾，所以有时人们也叫它中间相。

这种定义在温度范围（$T_m \sim T_c$）之间的液晶被称为热致液晶。在另一种溶致液晶中，溶剂的数量决定了中间相。液晶显示器用的大多是热致液晶。除热致液晶和溶致液晶外，液晶还能被分为 3 种类型：向列相液晶、胆甾相液晶和近晶相液晶

（G. Friedel，1922[1]）。

在这三种类型中，使用最为广泛的是向列相液晶。图 6-2 给出了向列相液晶二维分子的排列，它们基本沿分子长轴方向平行排列。尽管和物质中心之间没有长程相关性，但它们有取向顺序或一个局部优先方向。指向轴一般由一个单位矢量 $\boldsymbol{n}$ 表示。

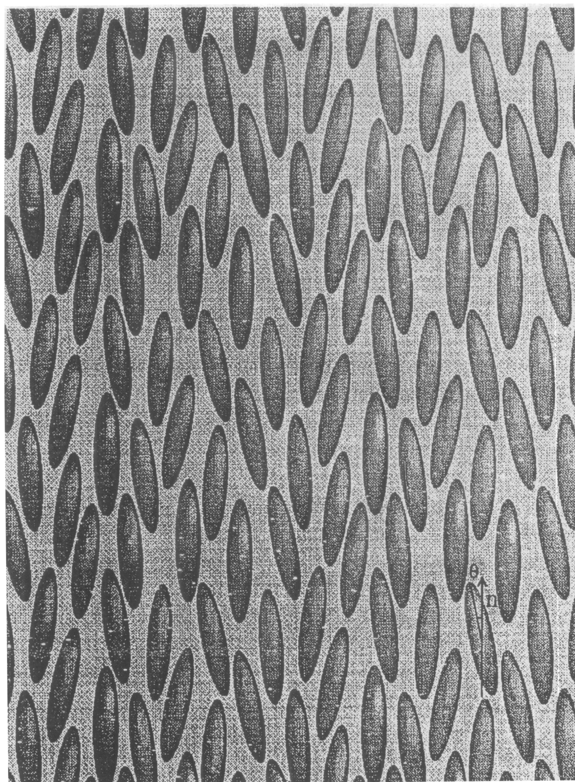
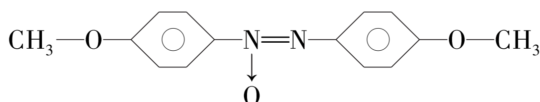


图 6-2　代表向列相液晶分子取向的二维结构（每个棒状分子非常快速地振动，但是具有一个用单位矢量 $\boldsymbol{n}$ 表示的一定的指向方向性）

尽管棒状分子可以快速地改变它们的指向，但是 $\boldsymbol{n}$ 的波动是长程相关的。指向矢量 $\boldsymbol{n}$ 中空间波动的周期和可见光的波长

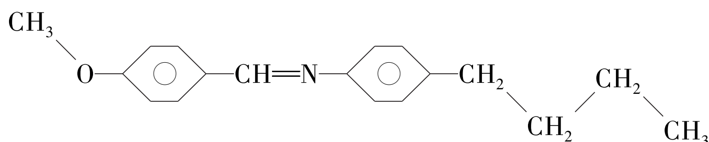
几乎相等，这就引起了强烈的光散射，同时液晶呈现出混浊的流体性质。每个分子偏离平均指向 $\boldsymbol{n}$ 的角度为 θ。指向没有极性，也就是 $\boldsymbol{n}$ 等于 $-\boldsymbol{n}$。当然这种等价是一种宏观影响，液晶分子在结构上不是对称的，头和尾之间存在差异。但是，这些头和尾在数量上是相等的，这就是为什么 $\boldsymbol{n}$ 和 $-\boldsymbol{n}$ 是等价的。

向列相液晶的微观观察呈现出纹理图案或丝状，这对应于分子局部优先取向中的中断性（向列这个词是从希腊语表示“线”的词演化出来的）。一个典型向列相液晶的例子是 PAA：



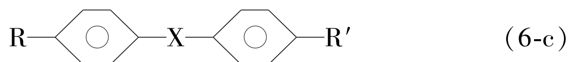
向列相 117～136℃　　(6-a)

这两个苯环基本上是共面的，并且粗略说来，这是一个大约 20Å 长、5Å 宽的刚性棒形。另一种典型例子是 MBBA：



向列相 22～47℃　　(6-b)

组成液晶的有机分子一般具有相同的模式：

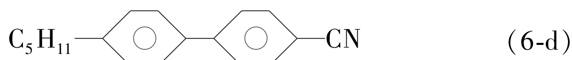


(6-c)

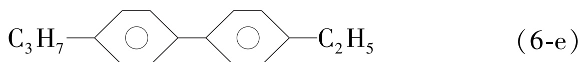
在分子中有一个核和两个末端基团，每一端有一个（R 和 R′）。核由两个苯环和中间的连接基团构成。不同末端基团和连接基团 X 的组合，影响向列相液晶的性能。在另一些情况中，苯环可以替换成其他的环状结构，如嘧啶环或二氧杂环已烷环。

这些仍表现为向列相，但是目前不可能确定哪个结构将成为液晶。当连接基团为偶氧氮基，末端基团为甲氧基基团时，有机材料 PAA 在 117～136℃的较高温度范围表现为向列相。这种液晶材料曾经被广泛研究，直到 H. Kelker[2] 在 1969 年发现了第一

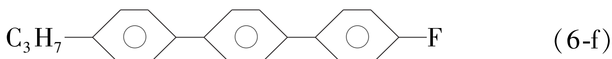
种室温向列相液晶（MBBA）。这种有机化合物的连接基团为一个 Schiff 基，两个末端基团分别为甲氧基和丁基。它在 22 ~47℃表现为向列相。当两个苯环直接连接（联苯核），两个末端基团分别为氰基和戊基时，就叫做氰基戊基联苯(6-d),它在 24 ~35℃也表现为向列相,并且由于具有化学稳定性以及较大的介电异向性,被广泛应用于显示器中。当连接基团同为苯环时,就出现了一个三联苯的核。一些常用的联苯核和三联苯核液晶例子如下：



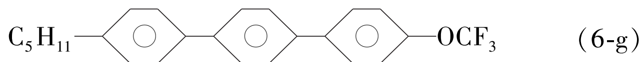
（6-d）



（6-e）



（6-f）



（6-g）

液晶的胆甾相和向列相相近，但在这种相中，沿螺旋轴方向存在着空间差异，如图 6-3 所示。在这种结构的每一个面上，取向都和向列相液晶相同。如果将螺旋轴当作 z 轴，胆甾相的指向可表示如下：

$$n_x = \cos(2\pi z/p) \tag{6-1}$$

$$n_y = \sin(2\pi z/p) \tag{6-2}$$

$$n_z = 0 \tag{6-3}$$

式中　p——全旋转周期，相常数被假定为 0。

因为 $\boldsymbol{n}$ 和 $-\boldsymbol{n}$ 是等价的，所以胆甾相中的循环周期为 $p/2$。也就是说，胆甾相拥有周期为 $p/2$ 的层状结构。胆甾相液晶的特殊轴平行于螺旋轴，这就意味着胆甾相液晶具有负光性（$n_e < n_o$）。胆甾相的由来是因为相中含有许多胆固醇类相结构，这种相的另一个名字是手性向列相，因为许多有一个手性碳的液晶有相同的性质。

液晶三种相中最后一个是近晶相。它比向列相更具黏性。这是因为这种中间相拥有层状结构，如图 6-4 所示。相邻层之间的距离约为分子长轴的长度，在几埃[㊀]左右。X 射线衍射图证明了层状结构的存在，图形对应于层的厚度。在每一层中，液晶分子垂直于层平面排列（近晶 A 或 S_A）。取向顺序和向列相中的相似，并且分子重心没有长程有序。S_A 相是近晶相中最简单的一种。在 S_C 相中，分子并不垂直于平面，分子有一些倾斜。除了 S_A 和 S_C 外，还有其他种类的近晶相，它们表现出一些晶体性能如层中伪六方晶胞和鱼骨形晶胞。

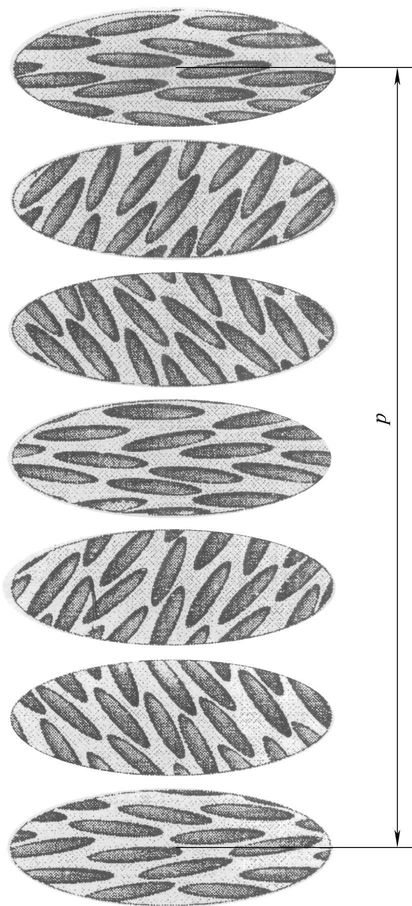


图 6-3　胆甾相液晶的分子取向（在这种相中，沿着螺旋轴分子指向的方向性渐渐变化。这种螺距为 p 的螺旋结构是胆甾相的特征，螺旋轴和这种材料的光轴相一致）

上面已经提到，$\boldsymbol{n}$ 被定义为液晶分子的平均排列方向。如图 6-5 所示，在笛卡儿坐标系中，它被定为 z 轴。通常说向列相液晶比各向同性液体更有秩序，但是在许多例子

㊀ 埃的符号为 Å，1Å = 0.1nm = 10^{-10}m。——译者注

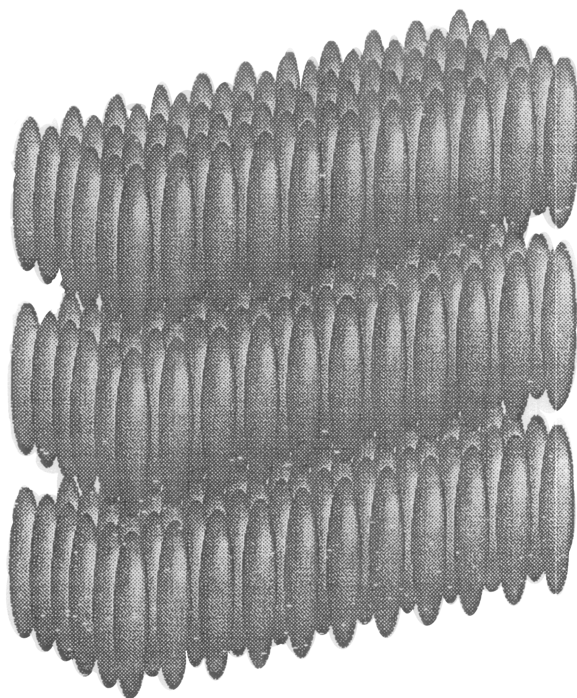


图 6-4　近晶相液晶的结构图（这种相具有分子取向垂直于层平面的层状结构。这幅图展现了整齐的层状结构。但是，在其他液晶相中的分子起伏也能产生和这些很类似的结构

中，把它看作一个数量基础是更为方便的。我们需要定义一个秩序参数，来表示棒状分子的排列状态。如果每个分子都用单位矢量 $\boldsymbol{a}$ 表示，并且假定具有完全的圆柱对称性，笛卡尔坐标可用极性角 θ 和 ϕ 表示如下：

$$a_x = \sin\theta\cos\phi \tag{6-4}$$

$$a_y = \sin\theta\sin\phi \tag{6-5}$$

$$a_z = \cos\theta \tag{6-6}$$

注意这里的 θ 并不是图 5-6 中的角。

在测量向列相排列的方法中，棒状状态的取向可以用一个分布函数 f（θ，ϕ）$\mathrm{d}\Omega$ 来表示，这个函数在立体角 $\mathrm{d}\Omega=\sin\theta\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi$ 处可能发现分子。尽管这个分布函数不能完全确定，但函数 f（θ，ϕ）的一些特性仍被讨论。首先，既然向列相关于 $\boldsymbol{n}$ 完全对称，函数和 ϕ 就无关。其次，既然不存在取向差异（$\boldsymbol{n}$ 和 $-\boldsymbol{n}$ 相等），那么 f（θ） $=f$（$\pi-\theta$）。因此，在 $\theta=0$（或 π）时函数会出现一个强峰，同时当 $\theta=\pi/2$ 时取最小值。因为我们的目标并不是全面描述分布函数，而是获得一些数字参数，在定性排列中最具逻辑性的第一步是使用一个统计平均值，用尖括号表示：

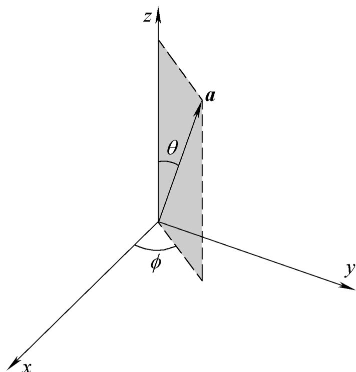


图 6-5　笛卡尔坐标系被用来导出液晶的秩序参数（分子取向平行于 z 轴，极性角 θ 和图 5-6 中的定义不同）

$$\langle\cos\theta\rangle=\langle\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{n}\rangle=\int f(\theta)\cos\theta\mathrm{d}\Omega \tag{6-7}$$

但是因为 f（θ） $=f$（$\pi-\theta$），这个平均值将会是 0，同时对我们来说这也是不够的。于是，我们进行到下一步。

接下来的选择是 $\cos^2\theta$ 和 1942 年 Tsvetkov[3] 第一次引入的秩序参数 S，表示如下：

$$\begin{aligned}S&=(1/2)\langle 3\cos^2\theta-1\rangle\\&=(1/2)\int_0^{\pi/2}f(\theta)(3\cos^2\theta-1)\sin\theta\mathrm{d}\theta\end{aligned} \tag{6-8}$$

如果所有的分子平行于取向排列，S 就等于 1。另一方面，如果所有的棒状分子垂直于 $\boldsymbol{n}$，则 S 等于 $-1/2$，尽管棒状分子互相垂直排列是不太可能的。当分子取向完全随机时，如在各向同性的液体中，$\langle\cos^2\theta\rangle=1/3$，同时 S 等于 0。在实际的向列

相晶体中，S 的取值范围从 T_c 温度（T_{NI}）的 0.3 ~ 0.4 到在低温范围的 0.6 ~ 0.8。图 6-6 显示了实验中秩序参数 S 对温度的变化曲线[4]。对秩序参数的讨论可以根据 S 扩展到对液晶常数的讨论。例如，可以导出介电各向异性和秩序参数之间的线性关系。但是我们将不会进一步讨论这些关系，因为它的扩展性在一定程度上受到限制。

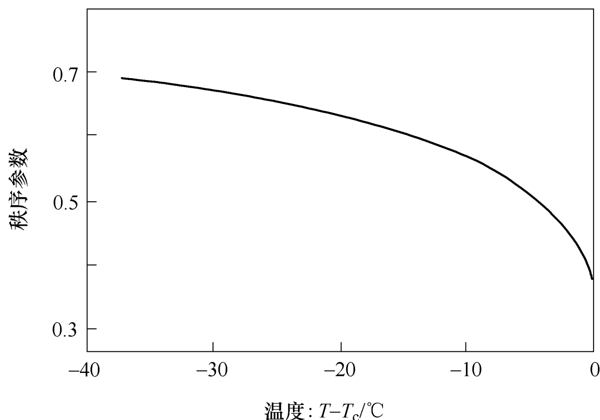


图 6-6　向列相液晶（PAA）[4] 的秩序参数 S 的温度依赖性（曲线表示了从光学、X 射线和 NMR 实验获得数据的平均值。实验数据被理论计算很好地描述了）

在第 5 章里，我们讨论了 TN 液晶盒的光学和电学性能，这些性能往往依赖于一些液晶常数，如介电各向异性、双折射性、弹性常数以及黏性系数。接下来的部分，我们将讨论这些常数的基本特性。

6.1　介电常数和折射率

当用一种指定物质充满平板电容时，通过测量电容很容易得到静电场中的介电常数。电容从真空介电常数 ε_0 增加到 $\varepsilon_r\varepsilon_0$，这里 ε_r 为物质的相对介电常数。感应极化 $\boldsymbol{P}$ 导致了电容的增加。

电场 $\boldsymbol{E}$ 和电位移 $\boldsymbol{D}$ 之间的关系表示如下

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \boldsymbol{E} \tag{6-9}$$

根据式（6-9），电场极化 $\boldsymbol{P}$ 可表示为

$$\boldsymbol{P} = (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 \boldsymbol{E} \tag{6-10}$$

这个关系适用于所有的各向同性介质，但是对于一个各向异性介质如液晶，极性公式从式（6-10）改为一个张量公式：

$$P_i = \varepsilon_0 \chi_{ij} E_j (i, j = x, y, z) \tag{6-11}$$

式中　χ_{ij}——磁性张量系数 $\boldsymbol{\chi}$ 的一个元素，出现两次的下脚标为下脚标的集和。

一般来讲，$\boldsymbol{\chi}$ 是一个二阶张量，极化张量 χ_{ij} 关于这两个下脚标对称，也就是

$$\chi_{ij} = \chi_{ji} \tag{6-12}$$

通过选择适当的坐标可使任意一个二阶张量沿对角线排列，于是张量可以由下式表示：

$$\boldsymbol{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{bmatrix} \tag{6-13}$$

$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \chi_{zz}$ 适用于各向同性介质，于是有

$$\boldsymbol{\chi} = \boldsymbol{\chi} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \boldsymbol{\chi} \delta_{ij} \tag{6-14}$$

式中　δ_{ij}——Kronecker delta。

但是在各向异性介质如液晶中，磁性张量可表示为

$$\boldsymbol{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{bmatrix} \tag{6-15}$$

z 轴平行于取向 $\boldsymbol{n}$，所以位移矢量 $\boldsymbol{D}$ 可由下式表示：

$$\boldsymbol{D} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{/\!/} \end{bmatrix} \boldsymbol{E} \tag{6-16}$$

其中，$\varepsilon_{\perp}=(1+\chi_{xx})\varepsilon_0$ 和 $\varepsilon_{/\!/}=(1+\chi_{zz})\varepsilon_0$。$z$ 轴平行于取向，介电常数张量被对角线化，可由 $\varepsilon_{\perp}$ 和 $\varepsilon_{/\!/}$ 给定，这里下脚标∥和⊥表示方向平行和垂直于取向。在向列相液晶中，$\varepsilon_{\perp}$ 和 $\varepsilon_{/\!/}$ 是不同的。因此一般说来，位移矢量并不和电场平行。只有当电场位于 $x-y$ 平面或平行于 E_z 时，位移矢量才平行于 $\boldsymbol{E}$。

对于实际的显示器，因为 $\Delta\varepsilon$ 与液晶的阈值电压直接相关［见式（5-12）和式（5-25）］，人们希望它的值为一个较大的正数。许多向列相液晶都有一个正的 $\Delta\varepsilon$，尽管有一些为负值（例如 MBBA）。介电常数（$\varepsilon_{\perp}$，$\varepsilon_{/\!/}$）依赖于温度，如图 6-7 所示[5]，同时也和电磁频率相关。在测量装满向列相液晶的平板电容时，将交流频率设置得足够低（1 ~ 10kHz）以得到静态介电常数。

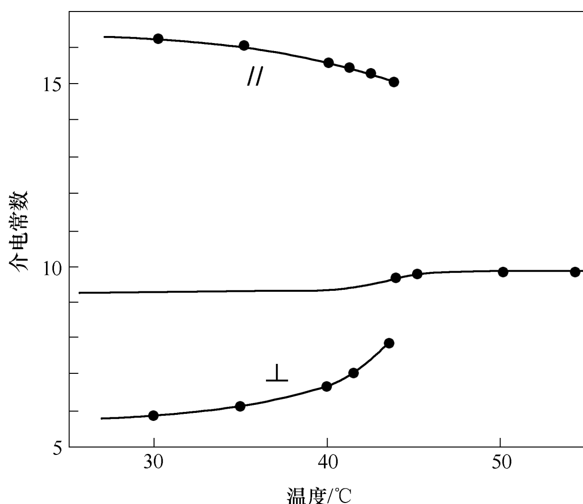


图 6-7　在 100kHz 的频率下氰基庚基联苯（C_7H_{15}—⟨⟩—⟨⟩—CN）介电常数的温度依赖性[5]（这种材料展示出很大的正向各向异性（$\varepsilon_{/\!/}>\varepsilon_{\perp}$）。介电常数的平均值 $\varepsilon_{av}=(\varepsilon_{/\!/}+2\varepsilon_{\perp})/3$，由点线表示，在清亮点以上几乎等于各向同性介电常数）

在可见光频率范围，可由折射率 n 计算出介电常数如下：

$$\varepsilon_{/\!/}/\varepsilon_{o}=n_{/\!/}^{2} \tag{6-17}$$

$$\varepsilon_{\perp}/\varepsilon_{o}=n_{\perp}^{2} \tag{6-18}$$

液晶具有折射率或双折射的各向异性，单晶也是如此。单晶有两个主要的折射率 n_o 和 n_e：n_o 是普通光的折射率，光波电矢量垂直于光轴方向振动；n_e 为特殊光的折射率，电矢量平行于光轴方向振动。双折射率 Δn 就是这两个折射率的差：

$$\Delta n=n_{e}-n_{o} \tag{6-19}$$

液晶的性质和单晶相似。在向列相中，光轴和液晶的取向一致，这导致

$$n_{e}=n_{/\!/} \tag{6-20}$$

$$n_{o}=n_{\perp} \tag{6-21}$$

这里下脚标∥和⊥对应于平行和垂直取向方向，于是我们得到

$$\Delta n=n_{/\!/}-n_{\perp} \tag{6-22}$$

一般说来，向列相液晶的 Δn 为正。图 6-8 显示了温度和折射率的关系[6]，可以看出这与温度和介电常数的关系基本相同。图 6-9 显示了折射率和波长之间的关系[7]。向列相中折射率的平均值表示如下：

$$<n^{2}>=(n_{/\!/}^{2}+2n_{\perp}^{2})/3 \tag{6-23}$$

上式中 $\sqrt{<n^{2}>}$（$=n_{av}$）的值不同于各向同性相中的折射率 n_{is}，虽然它们的差别很小。各向同性相的介电常数与向列相的也存在差别。介电常数的平均值 ε_{av} 可由 $\varepsilon_{/\!/}$ 和 $\varepsilon_{\perp}$ 的实验值计算得到，即

$$\varepsilon_{av}=(\varepsilon_{/\!/}+2\varepsilon_{\perp})/3 \tag{6-24}$$

在一些强正性材料（$\Delta\varepsilon>0$）中，计算得到的平均介电常数 ε_{av} 比各向同性相中的 ε_{is} 小了几个百分点。这在理论研究中也得到了确认。

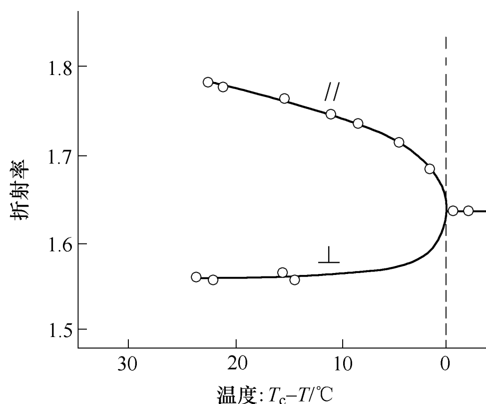


图 6-8　在波长 546nm 下测出的 MBBA 的折射率 $n_{//}$ 和 $n_{\perp}$ 的温度依赖性[6]（因为在光频率范围内的介电常数由折射率的二次方得出，对于光波来说介电各向异性是正值。在静电场中 MBBA 的介电各向异性是负值没有什么价值）

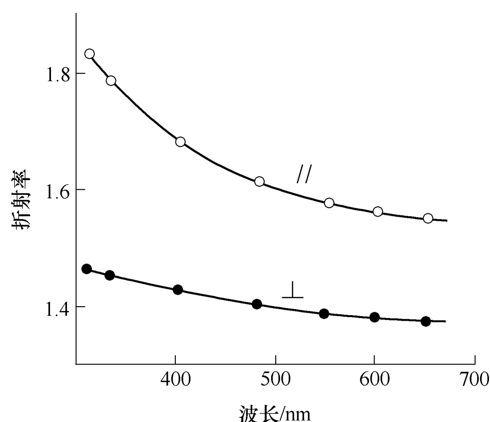


图 6-9　折射率 $n_{//}$ 和 $n_{\perp}$ 作为波长的函数（液晶是 4-butoxyphenylester of 4'-hexyloxybenzoic acid[7]。这种材料在 50 ~ 102℃的温度范围内是向列相。测试温度为 80℃）

在胆甾相液晶中，如图 6-3 所示，光轴变成了螺旋轴，垂直于取向。于是，对于胆甾形材料，可以得到下列关系式：

$$n_o = [(1/2)(n_{/\!/}^2 + n_\perp^2)]^{1/2} \tag{6-25}$$

$$n_e = n_\perp \tag{6-26}$$

这里，保持着 $n_{/\!/} > n_\perp$ 的关系，意味着 n_e 小于 n_o。于是在胆甾相液晶中，双折射率为负。

表 6-1 列举了 PAA 和 MBBA 的一些物理常数，如介电常数、折射率等[8]。

表 6-1 PAA（125℃）**和 MBBA**（25℃）**的物理常数**[8]（PAA 和 MBBA 的分子式分别以文本形式示于（6-a）和（6-b）中）

常　　数	PAA	MBBA
密度/（$g \cdot cm^{-3}$）	1.168	1.088
熔点/℃	117.5	16
清亮点/℃	135	46
抗磁的各向异性 $\Delta\chi$/（cgs units $\times 10^{-1}$）	1.18	0.97
当 $\omega = 0$ 时的介电常数		
$\varepsilon_{/\!/}/\varepsilon_o$	5.538	4.7
$\varepsilon_\perp/\varepsilon_o$	5.705	5.4
NaD 列的折射率		
n_o（$= n_\perp$）	1.565	1.54
n_e（$= n_{/\!/}$）	1.829	1.75
光线频率相关介电常数		
$\varepsilon_{/\!/}^{opt}/\varepsilon_o$		3.06
$\varepsilon_\perp^{opt}/\varepsilon_o$		2.37
表面张力/（dym cm^{-1}）	38	40
声音速率/（cm $s^{-1} \times 10^5$）	1.34	1.54
弹性常数/（dyn $\times 10^{-7}$）：		
k_{11}	4.5	6
k_{22}	2.9	4
k_{33}	9.5	7.5

（续）

常　　数	PAA	MBBA
黏度系数（CP）：		
γ_1	6.7；　5.8	77
γ_2	−7.0	−80
α_1	4.3	6.5
α_2	−6.9；　−6.4	−77.5
α_3	−0.2；　−0.6	−1
α_4	6.8；　8.3	83
α_5	4.7；　2.5	46
α_m	−2.3；　−4.5	−35
η_1	2.4；　1.5	16.3；　24
η_2	9.2；　8.6	25.2；　103
η_3	3.4；　4.1	16.1；　41
热导率/（cal $cm^{-1}s^{-1}℃^{-1}\times10^{-4}$）：		
$\beta_{/\!/}$		5
$\beta_{\perp}$		3

6.2　弹性常数

在单轴液晶中，液晶分子的优先取向由矢量 ***n*** 表示。边界的表面处理或一个外加场都能制备这个取向。向列相液晶由许多棒状分子组成，这些分子的长轴方向和邻近分子的长轴方向基本平行。在每个点 ***r*** 处邻近分子的优先取向可由矢量 ***n***（***r***）给出。在介质中，从一点到另一点取向持续地逐渐改变。这些变化发生在一个宏观距离上（几微米）。（初始）取向经常被制备在液晶和沉积在玻璃板上的配向层之间的边界上。

分子锚定取向垂直于平面边界被称为垂直配向（homeotropic），而平行于表面就叫做均匀配向（homogeneous）或平面配向（planar）。这种结合需要足够强，才能不受外力或外场的影响。但是尽管结合力很强，但在外场的作用下，由于液晶分子和边界之

间的距离比锚定的影响范围大,分子的取向很容易就改变了。

分子取向的变化在介质中产生一个曲率应变。我们引入笛卡儿右手坐标系 x，y，z，规定开始时 $\boldsymbol{n}$ 平行于 z 轴，我们能定义曲率应变张量 $n_{i.j}$（$n_{i,j}=\partial n_i/\partial x_j$），对应分子取向的变化。忽略 $\partial n_z/\partial x$、$\partial n_z/\partial y$ 和 $\partial n_z/\partial z$（$n^2=1$），我们得到：

$$\boldsymbol{n}_{i,j}=\begin{bmatrix}\partial n_x/\partial x & \partial n_x/\partial y & \partial n_x/\partial z\\ \partial n_y/\partial x & \partial n_y/\partial y & \partial n_y/\partial z\\ 0 & 0 & 0\end{bmatrix}\equiv\begin{bmatrix}s_1 & t_2 & b_1\\ -t_1 & s_2 & b_2\\ 0 & 0 & 0\end{bmatrix} \quad (6\text{-}27)$$

曲率应变的 6 个组分为：

1）展曲：

$$s_1=\partial n_x/\partial x$$
$$s_2=\partial n_y/\partial y$$

2）扭曲：

$$t_1=-\partial n_y/\partial x$$
$$t_2=\partial n_x/\partial y$$

3）弯曲：

$$b_1=\partial n_x/\partial z$$
$$b_2=\partial n_y/\partial z \quad (6\text{-}28)$$

这 3 种畸变方式如图 6-10 所示。对于不可压缩流质中的这些畸变和等温畸变，每单位体积 F 的自由能表示如下：

$$\boldsymbol{F}=\boldsymbol{F}(\boldsymbol{n}_i,\boldsymbol{n}_{i,j}) \quad (6\text{-}29)$$

对于无限小的畸变，畸变液晶的 F 值与均匀取向状态的 ΔF 值相关，ΔF 可以表示为

$$\Delta\boldsymbol{F}=\boldsymbol{k}_{ij}\boldsymbol{n}_{i,j} \quad (6\text{-}30)$$

式中 $\boldsymbol{k}_{ij}$——一个弹性常数。

二阶张量一般表示如下：

$$\boldsymbol{k}_{ij}=\begin{bmatrix}k_{11} & k_{12} & k_{13}\\ k_{21} & k_{22} & k_{23}\\ k_{31} & k_{32} & k_{33}\end{bmatrix} \quad (6\text{-}31)$$

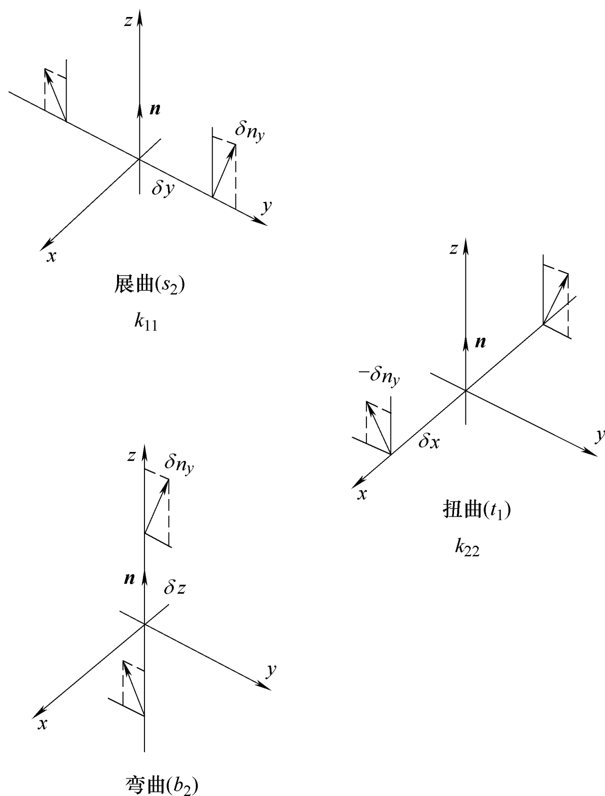


图 6-10　向列相液晶分子的变形（3 种变形类型，展曲、扭曲及弯曲沿着 y 轴显示出了各种取向方向）

由于圆柱对称性的存在，上式可化简为

$$\boldsymbol{k}_i = \begin{bmatrix} k_1 & k_2 & 0 \\ -k_2 & k_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{6-32}$$

式中　k_1 和 k_2——k_{11} 和 k_{22} 的缩写。

在向列相液晶中，因为不存在极性和对称性，这个式子将进一步简化。向列相液晶的每个分子都可以是极性的，但它们指向任意一个方向的几率均等。因此向列相液晶不存在极性（k_1 =

0）。甚至在无对称性材料中，张量组分 $k_2=0$。因此，式（6-32）中的 k_1 和 k_2 都等于 0。

因此,我们必须进一步讨论曲率应变。自由能密度表示如下：

$$\Delta \boldsymbol{F}=\boldsymbol{k}_{ij}\boldsymbol{n}_{i,j}+(1/2)\boldsymbol{k}_{ijlm}\boldsymbol{n}_{i,j}\boldsymbol{n}_{l,m}=(1/2)\boldsymbol{k}_{ijlm}\boldsymbol{n}_{i,j}\boldsymbol{n}_{l,m} \quad (6\text{-}33)$$

张量 $\boldsymbol{k}_{ijlm}$ 一般有 81 个组分，其中 $1\leqslant i$，j，l，$m\leqslant 3$。这里符号被缩写为 $\boldsymbol{k}_{ij}$，$1\leqslant i$，$j\leqslant 9$。举两个例子，$\boldsymbol{k}_{1111}\to\boldsymbol{k}_{11}$，$\boldsymbol{k}_{3333}\to\boldsymbol{k}_{99}$。因为 $\partial n_z/\partial x$、$\partial n_z/\partial y$ 和 $\partial n_z/\partial z$ 被忽略了，所以组分由 81 减到 36，圆柱对称又将组分减至 18 个，且只有 5 个独立常量。在向列相中，又进一步减至 4 个常量，即

$$\boldsymbol{k}_{ij}=\begin{bmatrix} k_{11} & 0 & 0 & 0 & k_{15} & 0 \\ 0 & k_{22} & 0 & k_{24} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & k_{24} & 0 & k_{22} & 0 & 0 \\ k_{15} & 0 & 0 & 0 & k_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & k_{33} \end{bmatrix} \quad (6\text{-}34)$$

式中　$k_{15}=k_{11}-k_{22}-k_{24}$。

畸变自由能密度可表示为

$$\Delta F=(1/2)\ k_{11}\ (s_1+s_2)^2+\ (1/2)\ k_{22}\ (t_1+t_2)^2+ (1/2)\ k_{33}\ (b_1^2+b_2^2)\ -\ (k_{22}+k_{24})\ (s_1s_2+t_1t_2) \quad (6\text{-}35)$$

在平衡状态，我们可以忽略 k_{24}，并且在平面构造中，最后一个条件也可以被忽略，因此我们能得到

$$\begin{aligned} s_1s_2+t_1t_2 &=(\partial n_x/\partial x)(\partial n_y/\partial y)-(\partial n_y/\partial x)(\partial n_x/\partial y) \\ &=(\partial/\partial x)(n_x\cdot\partial n_y/\partial y)-(\partial/\partial y)(n_x\cdot\partial n_y/\partial x) \end{aligned} \quad (6\text{-}36)$$

式(6-35)可用矢量符号表示如下：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{n}=\partial n_x/\partial x+\partial n_y/\partial y=s_1+s_2 \quad (6\text{-}37)$$

$$n\cdot\nabla\times\boldsymbol{n}=\partial n_y/\partial x-\partial n_x/\partial y=-(t_1+t_2) \quad (6\text{-}38)$$

$$(\boldsymbol{n}\times\nabla\times\boldsymbol{n})^2=(\boldsymbol{n}\cdot\nabla\ n)^2=(\partial n_x/\partial z)^2+(\partial n_y/\partial z)^2=b_1^2+b_2^2 \quad (6\text{-}39)$$

从式（6-35）、式（6-37）、式（6-38）和式（6-39）中，我们能得到向列相中自由能密度的基本表达式：

$$\Delta \boldsymbol{F} = (1/2)k_{11}(\nabla \cdot \boldsymbol{n})^2 + (1/2)k_{22}(\boldsymbol{n} \cdot \nabla \times \boldsymbol{n})^2 + (1/2)k_{33}(\boldsymbol{n} \times \nabla \times \boldsymbol{n})^2 \tag{6-40}$$

3 个弹性常量 k_{11}、k_{22} 和 k_{33} 分别称为展曲、扭曲和弯曲常量。这 3 个常数对应于 3 种畸变类型，如图 6-10 所示，并且在决定 TN 液晶盒的光学和电学性能方面起着很重要的作用。

目前没有好的方法直接测量弹性常量。但如果知道了其他常数如磁化率，我们也能估算出它们的值。向列相材料的弹性常数与温度的关系如图 6-11[9] 所示。图中的数据显示出离散数据的平均值，这是不可避免的，因为存在一些障碍，如在试样准备过程中要获得重复性的表面处理。表 6-2 中向列相液晶的一系列物理常量也受到同样的限制。

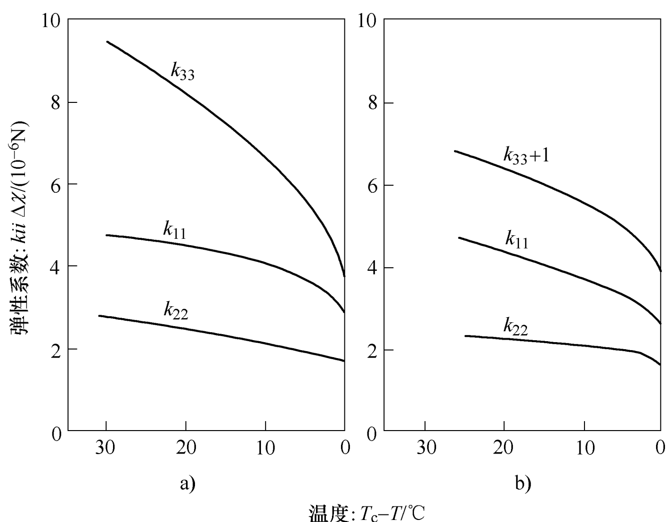


图 6-11　向列相液晶弹性常量的温度依赖性

a）PAA　b）MBBA[9]

［Δx 是磁化率的不对称性（$\Delta x = x_{//} - x_{\perp}$：无量纲的量）。绝对数值列在表 6-2 中］

表 6-2　向列相液晶的弹性常量[9]

组分	T_{NI}/℃	$T_{NI}-T$/℃	k_{11}	k_{12} /(10^{-12}N)	k^{33}
PAA	135.5	13.5	6.9	3.8	11.9
MBBA	47	23	7.1	4.0	9.2
		18	6.4	3.6	8.2

可以根据这些弹性常量来解释液晶对光的散射。关于光散射的实验结果显示，对于小的散射矢量 $\boldsymbol{q}$ 存在较强的散射。并且对于相交的偏振光，也就是入射光和出射光的偏振方向不平行，这时散射也较强。液晶分子在平衡取向发生振动，平衡取向的矢量用 $\boldsymbol{n}_o$ 表示。于是在 $\boldsymbol{r}$ 处，液晶的指向可表示为

$$\boldsymbol{n}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{n}_0 + \delta\boldsymbol{n}(\boldsymbol{r}) \tag{6-41}$$

式中　$\delta\boldsymbol{n}$（$\boldsymbol{r}$）——$\boldsymbol{n}$ 的一个小的振动。

因为 $\delta\boldsymbol{n}$（$\boldsymbol{r}$）垂直于 $\boldsymbol{n}_o$，所以 $\delta\boldsymbol{n}$（$\boldsymbol{r}$）的 x、y 坐标 n_x、n_y 就是分子波动和光散射的值。为了讨论由指向振动引起的散射，我们从式（6-40）得到向列相的弯曲自由能：

$$\begin{aligned}\Delta F = (1/2)\int\{ & k_{11}[(\partial n_x/\partial x) + (\partial n_y/\partial y)]^2 + \\ & k_{22}[(\partial n_x/\partial y) - (\partial n_y/\partial x)]^2 + \\ & k_{33}[(\partial n_x/\partial z)^2 + (\partial n_y/\partial z)^2]\}\,\mathrm{d}v\end{aligned} \tag{6-42}$$

光散射可由入射光和出射光的波矢量 $\boldsymbol{k}_i$ 和 $\boldsymbol{k}_o$ 表征，其差值：

$$\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_0 \tag{6-43}$$

$\boldsymbol{q}$ 即为散射矢量，振动 $\boldsymbol{n}_x$（$\boldsymbol{r}$）和 $\boldsymbol{n}_y$（$\boldsymbol{r}$）以傅里叶级数展开：

$$n_x(\boldsymbol{r}) = \sum_{\boldsymbol{q}} n_x(\boldsymbol{r})\exp(i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}) \tag{6-44}$$

和

$$n_y(\boldsymbol{r}) = \sum_q n_y(\boldsymbol{r}) \exp(i\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{r}) \tag{6-45}$$

波矢量的振幅表示如下：

$$k = 2\pi n/\lambda \tag{6-46}$$

式中　n——材料的折射率；

λ——光的波长。

因为液晶是各向异性的，所以波矢量的振幅依赖于入射角和指向方向。

从式（6-44）和式（6-45）我们得到关系如下：

$$(\partial n_x/\partial x)^2 = \sum_{\boldsymbol{q}} |n_x(\boldsymbol{q})|^2 q_x^2 \tag{6-47}$$

和

$$n_x(\boldsymbol{q}) = V^{-1}\int n_x(\boldsymbol{r}) \exp(-i\boldsymbol{q}\boldsymbol{r}) \mathrm{d}v \tag{6-48}$$

为了使用式（6-47）去计算式（6-42）的自由能，将每个 $\boldsymbol{q}$ 的坐标系统 x、y、z 都沿 z 轴旋转是非常有用的，矢量 $\boldsymbol{q}$ 要位于新的平面（x'，z）。在新的坐标系（x'，y'，z）中，$\boldsymbol{q}$ 没有 y'分量（$q_y=0$）。因此，自由能可以简化为

$$\Delta F = (1/2) V \sum [\,|n_1(\boldsymbol{q})|^2 (k_{11} q_\perp^2 + k_{33} q_{/\!/}^2) + |n_2(\boldsymbol{q})|^2 (k_{22} q_\perp^2 + k_{33} q_{/\!/}^2)\,] \tag{6-49}$$

式中　$n_1(\boldsymbol{q})$ 和 $n_2(q)$——$n_x(\boldsymbol{q})$ 和 $n_y(\boldsymbol{q})$ 的线形变形，$n_1(\boldsymbol{q})$ 和 $n_2(\boldsymbol{q})$ 分别位于(x',z)和(y',z)平面；

$q_{/\!/} = q\cos\theta$ 和 $q_\perp = q\sin\theta$；

θ——矢量 $\boldsymbol{q}$ 和 z 轴之间的夹角。

我们现在能估算出 $|n_1(\boldsymbol{q})|^2$ 或 $<|n_1(q)|^2>$ 的热力学平均值，为此我们使用了均分定理。对于处于热力学平衡的系统，每自由度的平均能量等于 $(1/2)kT$。因此我们得到：

$$<|n_1(\boldsymbol{q})|^2> = (kT/V)(k_{11} q_\perp^2 + k_{33} q_{/\!/}^2)^{-1} \tag{6-50}$$

$$<|n_2(\boldsymbol{q})|^2> = (kT/V)(k_{22} q_\perp^2 + k_{33} q_{/\!/}^2)^{-1} \tag{6-51}$$

这是振动理论的主要方程，首先由 de Gennes 提出。这些振动引起光学介电常数的振动，从而影响光的散射。散射强度由微

分截面（环绕指向 k_0 的出射光束的每单位立体角）代表，并且与 $<|n_\alpha(\boldsymbol{q})|^2>$ 的和成比例。这个总和相对于很小的 q 值来说是较大的了。可见光的波长远远大于分子尺寸，因此 q 有很小的变化，导致了较大的扰动和强烈的散射。从这些讨论我们粗略估算能得出，液晶中的散射比普通液体中的散射强 10^6。这就是液晶在玻璃试管中混浊的原因。

6.3　黏性

向列相液晶的流动与一个有相近分子结构的普通有机液体很类似。但是因为向列相的各向异性，液晶的行为更加复杂，研究起来也比较困难。分子的移动动作和内部取向性的运动相联系，流动取决于液体流动的总体方向和黏度的梯度。因此，在大多数情况中，流动打乱了分子排列，使分子取向发生旋转。相反的，分子取向的旋转导致了周围向列相中的倒流。因此，理论和实验研究比各向同性的液体要更加复杂。

在我们讨论液晶之前，我们应该首先考虑没有黏性的理想液体。我们可以用速率 v、压力 p、密度 ρ 来描述一个流体的状态。连续性方程如下：

$$\partial\rho/\partial t + \nabla\cdot(\rho v) = 0 \tag{6-52}$$

如果我们假定流体不可压缩（适用于所有实用目的），即

$$\rho(r,t) = \text{constant} \tag{6-53}$$

式（6-52）可化为

$$\nabla\cdot v = 0 \tag{6-54}$$

接下来我们应该考虑运动方程：

$$\rho \mathrm{d}v/\mathrm{d}t = f \tag{6-55}$$

式中　f——单位体积的受力。

因为加速度来自于时间导数和速度梯度，并且压力梯度决定了合力（忽略其他外力），式（6-55）可化简为

$$\rho[(\partial v/\partial t)+(v\cdot\nabla)v]=-\nabla p \tag{6-56}$$

式中　p——压力。

现在，我们必须考虑一个黏性流体。在式（6-56）中加入黏性条件 f_{visc}，运动方程可写为

$$\rho[(\partial v/\partial t)+(v\cdot\nabla)v]=-\nabla p+f_{\mathrm{visc}} \tag{6-57}$$

我们定义这里的应力张量 $\boldsymbol{\sigma}$ 为

$$\boldsymbol{\sigma}_{ij}=-p\boldsymbol{\delta}_{ij}+\boldsymbol{\sigma}'_{ij}(i,j=1,2,3) \tag{6-58}$$

式中　$\boldsymbol{\sigma}_{ij}$——应力张量的一个组分；

$\boldsymbol{\delta}_{ij}$——Kronecker delta；

$\boldsymbol{\sigma}'_{ij}$——黏性压力张量的一个组分。于是,式(6-57)化简为

$$\rho[\partial v_i/\partial t+v_j(\partial v_i/\partial x_j)]=\partial\boldsymbol{\sigma}_{ij}/\partial x_j \tag{6-59}$$

式中　x_j（$j=1$，2，3）对应 x、y、z，v_i（$i=1$，2，3）对应 v_x、v_y 和 v_z。

当速率梯度很小时，在速率的空间导数 $\partial v_i/\partial x_j$ 中，黏性应力张量可以假设是线性的，即

$$\boldsymbol{\sigma}'_{ij}=\boldsymbol{\eta}(\partial v_j/\partial x_i+\partial v_i/\partial x_j) \tag{6-60}$$

式中　$\boldsymbol{\eta}$——平衡时测得的黏性系数（g $s^{-1}cm^{-1}$）。

应力张量 $\boldsymbol{\sigma}'_{ij}$ 和速率梯度张量的对称部分 $\partial v_i/\partial x_j$ 成比例。常用张量 $\boldsymbol{A}$ 来表示对称部分，$\boldsymbol{A}$ 的一个组分可以表示为

$$\boldsymbol{A}_{ij}=(1/2)[(\partial v_j/\partial x_i)+(\partial v_i/\partial x_j)] \tag{6-61}$$

根据式（6-54），对于不可压缩流体，张量 $\boldsymbol{A}$ 的主对角线之和为零。速率梯度张量的不对称部分记作张量 $\boldsymbol{W}$，它的一个组分可表示为

$$\boldsymbol{W}_{ij}=(1/2)[(\partial v_j/\partial x_i)-(\partial v_i/\partial x_j)] \tag{6-62}$$

这与流体的局部角速度有关。将速率梯度张量分解为对称和不对称部分,意味着流体的流动可以看作无旋转流动($\boldsymbol{W}=0$)和旋转流动($\boldsymbol{A}=0$)的结合。图 6-12 描述了这种分解和结合。

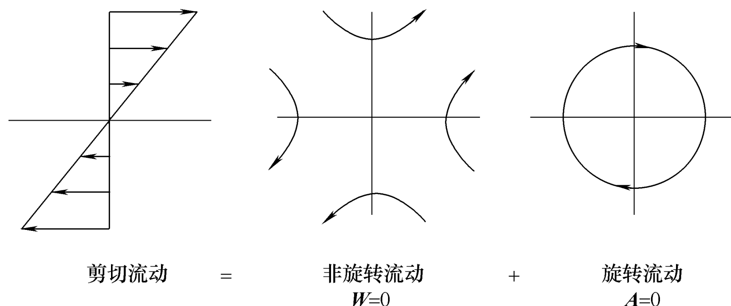


图 6-12　一个剪切流动分解成了一个非旋转流动和一个旋转流动

到目前为止，我们用运动的一般形式来讨论流体运动，但是在向列相液晶中，必须考虑指向的运动方程。通过对液晶分子取向和流动之间结合力的分析[10,11]，应力张量的黏性（流动的）部分（总的应力减去静态或弹性部分）可以表示为速率梯度张量 **A** 和矢量 **n** 的角速度 **N** 的函数，矢量 **n** 与周围环境相关。组分 **N** 表示为

$$\boldsymbol{N}_i = \mathrm{d}\boldsymbol{n}_i/\mathrm{d}t - \boldsymbol{W}_{ij}\boldsymbol{n}_j \tag{6-63}$$

式中　$\boldsymbol{W}_{ij}$——可由式（6-62）确定。

因为式（6-60）中的应力张量是 **n** 的函数，对于不可压缩向列相，最常用的形式表示如下：

$$\boldsymbol{\sigma}'_{ij} = \alpha_4 A_{ij} + \alpha_1 n_i n_j n_l n_m A_{lm} + \alpha_2 n_i N_j + \alpha_3 n_j N_i + \alpha_5 n_i n_l A_{lj} + \alpha_6 n_j n_l A_{li} \tag{6-64}$$

$\alpha_1 \sim \alpha_6$ 这 6 个系数有尺寸黏度的单位，被称为 Leslie 系数[10]。但是 Parodi[11] 发现它们之间存在一个关系式，只有 5 个是独立的：

$$\alpha_2 + \alpha_3 = \alpha_6 - \alpha_5 \tag{6-65}$$

为了更具体的讨论黏性应力张量，我们研究了在向列相液晶中简单的剪切流。假设流动方向沿 z 轴在两个平行平面之间，而

不是沿 x 轴方向（速率梯度的方向，见图 6-13），式（6-60）中的黏性应力简化为

$$\sigma_{xz} = \eta(\mathrm{d}u/\mathrm{d}x) \tag{6-66}$$

式中　η——黏性系数；

u——速率，表示为 $\boldsymbol{v}$ = [0，0，u（x）]。

图 6-13 中的简单剪切流（速率梯度恒定），流动是层状的。式（6-66）给出了维持这个层状剪切流的应力。这个应力依赖于矢量 $\boldsymbol{n}$ 的方向。图 6-14 给出了 3 种极限情况：

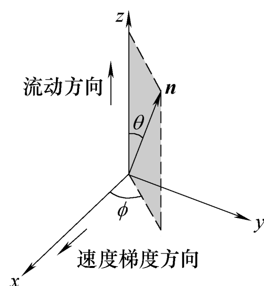


图 6-13　用来分析简单剪切流的坐标系（取向方向由如电场这样的外力决定）

1）η_1：指向平行于 x 轴（速率梯度）；

2）η_2：指向平行于 z 轴（流动方向）；

3）η_3：指向平行于 y 轴（在剪切面的法线方向）。

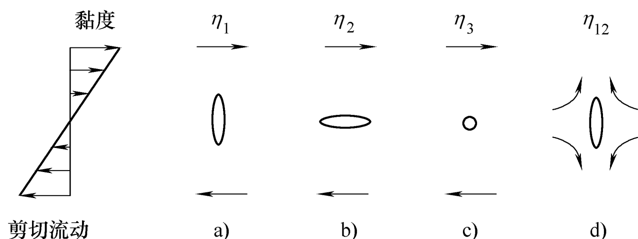


图 6-14　关于剪切平面取向的 3 个限制条件定义的 Miesowicz 黏度系数

η_1、η_2、η_3 被称为 Miesowicz 系数。图 6-15 给出了 MBBA 中 Miesowicz 黏性系数和温度的关系[12]。对于图 6-13 中任意夹角 θ 和 ϕ 的固定指向，有效黏性表示如下：

$$\eta = (\eta_1 + \eta_{12}\cos^2\theta)\sin^2\theta\cos^2\phi + \eta_2\cos^2\theta + \eta_3\sin^2\theta\sin^2\phi \tag{6-67}$$

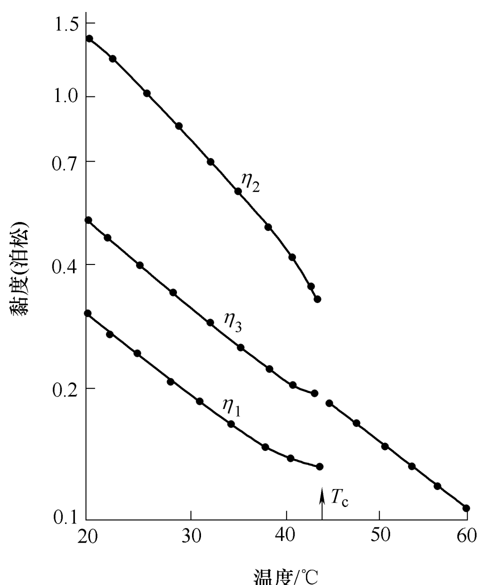


图 6-15　MBBA 的黏度系数 η_1、η_2 和 η_3 与温度的关系[12]（在 1/T 温度的范围内是线性的。系数 η_3 表现得和各向同性黏度一样连续）

式中　η_{12}——对应于拉伸变形的剪切应力，如图 6-14d 所示。

η 和 α 关系如下：

$$\eta_1 = (-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5)/2 \tag{6-68}$$

$$\eta_2 = (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)/2 \tag{6-69}$$

$$\eta_3 = \alpha_4/2 \tag{6-70}$$

$$\eta_{12} = \alpha_1 \tag{6-71}$$

至于指向旋转，黏性扭矩再一次被假定为速率梯度与和环境相关的指向运动的线性函数。黏性扭矩 $\boldsymbol{\Gamma}$ 可以表示为

$$\boldsymbol{\Gamma} = -\gamma_1 \boldsymbol{n} \times \boldsymbol{N} - \gamma_2 \boldsymbol{n} \times \boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{n} \tag{6-72}$$

式中　γ_1 和 γ_2——剪切扭矩系数，具有尺寸黏度的单位。

这些旋转黏性系数与 Leslie 系数关系如下：

$$\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2 \tag{6-73}$$

$$\gamma_2 = \alpha_6 - \alpha_5 \tag{6-74}$$

表 6-1 中列出了 PAA 和 MBBA 的黏性系数 γ_i、α_i 和 η_i。

第 6 章参考文献

1. Friedel, M.G. (1922). *Ann. Physique*, 18, 273.
2. Kelker, H. and Scheurle, B. (1969). *Angew. Chem.*, 81, 903; *J. Phys. (Paris), Colloq.*, C-4, 104.
3. Tsvetkov, W. (1942). *Acta Physicochim. URSS*, 16, 132.
4. Rowell, J.C., Phillips, W.D., Melby, L.R., and Panar, M. (1965). NMR studies of some liquid-crystal systems. *Journal of Chemical Physics*, 43, 3442–3454.
5. Lippens, D., Parneix, J.P., and Chapoton, A. (1977). *Journal de Physique*, 38, 1465.
6. Blinov, L. M. (1983). *Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals*, p. 43. Chichester: John Wiley & Sons.
7. Blinov. L. M. (1983). *Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals*, p. 44, Chichester: John Wiley & Sons.
8. Blinov, L.M. (1983). *Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals*, p. xxi, Chichester: John Wiley & Sons.
9. De Jeu, W.H., Claassen, W.A.P., and Spruijt, A.M.J. (1976). The determination of the elastic constants of nematic liquid-crystals. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 37, 269–280.
10. Leslie, F.M. (1970). Distortion of twisted orientation patterns in liquid-crystals by magnetic field. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 12, 57–72.
11. Parodi, O. (1970). Stress tensor for a nematic liquid-crystal. *J. Physique*, 31, 581–584.
12. Gähwiller, C.H. (1973). Direct determination of the five independent viscosity coefficients of nematic liquid-crystals. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 20, 301–308.

参 考 文 献

1. *Amorphous and Liquid Semiconductors* edited by J. Tauc. London. New York: Plenum Press (1974).
2. *The Physics of Liquid Crystals* by P.G. de Gennes. Oxford: Clarendon Press (1974).
3. *Liquid Crystals* by S. Chandrasekhar. Cambridge: Cambridge University Press (1977).
4. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* by N.F. Mott and E.A. Davis. Oxford: Clarendon Press (1979).
5. *Amorphous Semiconductors* edited by M.H. Brodsky (Topics in Applied Physics Vol. 36). Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag (1979).
6. *Physical Properties of Liquid Crystalline Materials* by W.H. de Jeu. New York: Gordon and Breach (1980).
7. *Fundamentals of Amorphous Semiconductors* edited by M. Kikuchi and K. Tanaka. Tokyo: Ohm-sha (1982) (in Japanese).
8. *Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals* by L.M. Blinov. Chichester, New York, Brisbane, Toronto. Singapore: John Wiley & Sons Ltd. (1983).
9. *Hydrogenated Amorphous Silicon: Part C, Electronic and Transport Properties* edited by J.I. Pankove (Semiconductors and Semimetals, Vol. 21 edited by R.K. Willardson and A.C. Beer). Orlando: Academic Press (1984).
10. *Liquid Crystals* by S. Iwayanagi. Tokyo: Kyoritsu Syuppan, Ltd. (1986) (in Japanese).
11. *Hydrogenated Amorphous Silicon* by R.A. Street. Cambridge: Cambridge University Press (1991).
12. *Liquid Crystalline Materials* edited by S. Kusabayashi. Tokyo: Kodansha, Ltd. (1991) (in Japanese).

图书在版编目（CIP）数据

TFT/LCD 薄膜晶体管寻址的液晶显示器/（日）Toshihisa Tsukada 著；薛建设，董友梅，周伟峰译. —北京：机械工业出版社，2012.7

书名原文：TFT/LCD Liquid-Crystal Displays Adressed by Thin-Film Transistors

ISBN 978－7－111－38872－2

Ⅰ.①T… Ⅱ.①塚…②薛…③董…④周… Ⅲ.①薄膜晶体管－液晶显示器 Ⅳ.①TN321②TN141.9

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2012）第 131578 号

机械工业出版社（北京市百万庄大街 22 号 邮政编码 100037）
策划编辑：林春泉 责任编辑：顾 谦
版式设计：霍永明 责任校对：任秀丽
封面设计：陈 沛 责任印制：杨 曦
北京京丰印刷厂印刷
2012 年 9 月第 1 版 · 第 1 次印刷
140mm×203mm · 5.625 印张 · 148 千字
0 001— 3 000 册
标准书号：ISBN 978－7－111－38872－2
定价：29.80 元

凡购本书，如有缺页、倒页、脱页，由本社发行部调换

电话服务	网络服务
社服务中心：（010）88361066	教材网：http：//www.cmpedu.com
销售一部：（010）68326294	机工官网：http：//www.cmpbook.com
销售二部：（010）88379649	机工官博：http：//weibo.com/cmp1952
读者购书热线：（010）88379203	**封面无防伪标均为盗版**



ISBN 978-7-111-38872-2



定价：29.80元

上架指导 工业技术／工业自动化（人机界面）

ISBN 978-7-111-38872-2
策划编辑◎林春泉 / 封面设计◎陈沛

地址：北京市百万庄大街22号
邮政编码：100037

电话服务
社服务中心：010-88361066
销售一部：010-68326294
销售二部：010-88379649
读者购书热线：010-88379203

网络服务
教材网：http://www.cmpedu.com
机工官网：http://www.cmpbook.com
机工官博：http://weibo.com/cmp1952

封面无防伪标均为盗版